

Diese drei Patienten wurden ausgewählt, weil der Vergleich ihrer Bestrahlungen Aussagen über die Abhängigkeit der Fragmentausbeuten von der Lage des Tumors und der individuellen Anatomie des Patient erlaubt. Bei Anton lagen nur noch 3,2 cm Gewebe hinter dem in Strahlrichtung ausgedehnten Tumervolumen. Bei Berta und Clara betrug diese Gewebedicke nahezu das Doppelte, wobei die tatsächlichen Dichten des Gewebes bzw. der Schädeldecke nicht berücksichtigt wurden. Die Tumore von Berta und Clara waren sich bezüglich ihrer Ausdehnung und Lage sehr ähnlich — am Beispiel dieser zwei Bestrahlungspläne konnte somit untersucht werden, ob vergleichbare Bestrahlungen ähnliche Fragmentausbeuten erzeugen und inwiefern die individuelle Anatomie des jeweiligen Patienten die Fragmentausbeuten beeinflusst. Die Lage und Größe der Tumore der drei Patienten sowie ihre Positionierung zur Strahlachse sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt.

Tabelle 4.1: Aufstellung der maximalen Ausdehnung der Zielvolumen und ihrer Lage in den Köpfen der Patienten. Die Positionen der Patienten zur Strahlachse sind in Grad angegeben, positive bzw. negative Werte bedeuten, daß der auf dem Rücken liegende Patient aus seiner Sicht von rechts bzw. von links bestrahlt wird. Außerdem sind die minimalen und maximalen Strahlenergien, die Reichweiten der  $^{12}\text{C}$ -Ionen und ihre Anzahl pro Fraktion und Bestrahlungsfeld angegeben.

	Anton	Berta	Clara
Breite des Zielvolumens y [mm]	65	50	48
Höhe des Zielvolumens z [mm]	72	65	58
Gewebe vor Zielvolumen x [mm]	30	20	25
Gewebe hinter Zielvolumen x [mm]	32	60	60
Breite des Kopfes [mm]	152	160	165
Position des Patienten	$-105^\circ$	$-85^\circ$	$+105^\circ$
Energie der $^{12}\text{C}$ -Ionen [AMeV]	135–267	106–256	117–267
Reichweite der $^{12}\text{C}$ -Ionen [mm]	41–140	26–130	31–140
Anzahl der $^{12}\text{C}$ -Ionen	$3,24 \cdot 10^8$	$4,28 \cdot 10^8$	$3,35 \cdot 10^8$

## 4.4 Resultate

### 4.4.1 Fragmentemission in Abhängigkeit von der Energie der $^{12}\text{C}$ -Ionen

Durch die Aufzeichnung der Strahlparameter bei den Fragmentmessungen konnte die Abhängigkeit der Fragmentausbeuten von der Energie der Primärteilchen untersucht werden. Für jede Energiestufe, d. h. für die Bestrahlung jeder einzelnen

Schicht gleicher Reichweite im Tumor, konnte somit die Zahl der hinter dem Patienten nachgewiesenen Fragmente getrennt nach Isotopen bestimmt werden. Abbildung 4.5 zeigt dies für Bestrahlungen von Patient Anton bei  $0^\circ$ ,  $10^\circ$  und  $30^\circ$  zur Strahlachse. Im folgenden wird die Fragmentausbeute, ihre Energie und die Zusammensetzung des Teilchenfeldes als Funktion der Strahlenergie diskutiert und anhand erwarteter Zusammenhänge versucht, die Meßergebnisse zu erklären.

### Fragmentausbeute in Abhängigkeit der Energie der $^{12}\text{C}$ -Ionen

Abbildung 4.5 zeigt die Anzahl nachgewiesener Fragmente, getrennt nach den einzelnen Energiestufen der Bestrahlung. Sie wurde jeweils auf die Zahl der Primärionen normiert, die zur Bestrahlung der jeweiligen Schicht benötigt wurden. Auffällig sind zunächst starke Schwankungen, die bei kleinen und großen Strahlenergien auftreten. Diese Energien werden zur Bestrahlung der ersten und letzten Schichten des Tumervolumens verwendet, der Durchmesser dieser Schichten ist meist gering und es werden weniger  $^{12}\text{C}$ -Ionen der jeweiligen Energie zur Bestrahlung benötigt. Dies führt auch zu geringen Fragmentausbeuten und somit starken statistischen Schwankungen.

Aus Abbildung 4.5 geht auch hervor, daß mit steigender Energie der  $^{12}\text{C}$ -Ionen die Zahl der Fragmente, die pro Primärion den Kopf des Patienten durchdringen und auf seiner strahlabgewandten Seite nachgewiesen werden können, zunächst ab- und dann wieder zunimmt.

Aufgrund schon publizierter Messungen und dem Vergleich der Fragmentausbeuten, die im Rahmen dieser Arbeit mit Projektilionen unterschiedlicher Energie gemessen wurden, ist ein Anstieg der Anzahl der Fragmente mit der Energie der Primärionen zu erwarten. Die Zunahme ist hauptsächlich in der größeren Reichweite höherenergetischer Primärionen begründet. Mit der Reichweite der  $^{12}\text{C}$ -Ionen steigt der Anteil der Teilchen, der nukleare Kollisionen entlang der Spur erfährt, da die freie nukleare Weglänge von  $^{12}\text{C}$ -Ionen in Gewebe im Energiebereich zwischen 100 und 400 AMeV mit  $\lambda_{abs} \approx (24 \pm 2) \text{ cm}$  [Sch96a, Sih98] nahezu konstant ist (siehe Gleichung 3.6). Deshalb steigt mit der Energie der Primärionen die Anzahl der Fragmentationen und es werden bei hohen Strahlenergien mehr Fragmente erzeugt. Die größere Reichweite der Primärionen bewirkt außerdem, daß gerade die gegen Ende der Spur erzeugten Fragmente nur noch dünnere Gewebeschichten durchdringen müssen und folglich weniger abgeschwächt werden als Fragmente, die zu Beginn der Spur oder von Primärionen geringerer Energie, d. h. mit kürzeren Reichweiten, erzeugt wurden. Die Zunahme der Fragmentemission mit steigender Energie der Primärionen beruht somit zum einen auf der höheren Fragmentierungsrate der  $^{12}\text{C}$ -Ionen und zum anderen auf der geringeren Absorption der Fragmente in der verbleibenden Gewebedicke.

Im Gegensatz zu geladenen Fragmenten erleiden Neutronen nur nukleare Wechselwirkungen und können deshalb auch noch hinter dem Patienten nachgewiesen

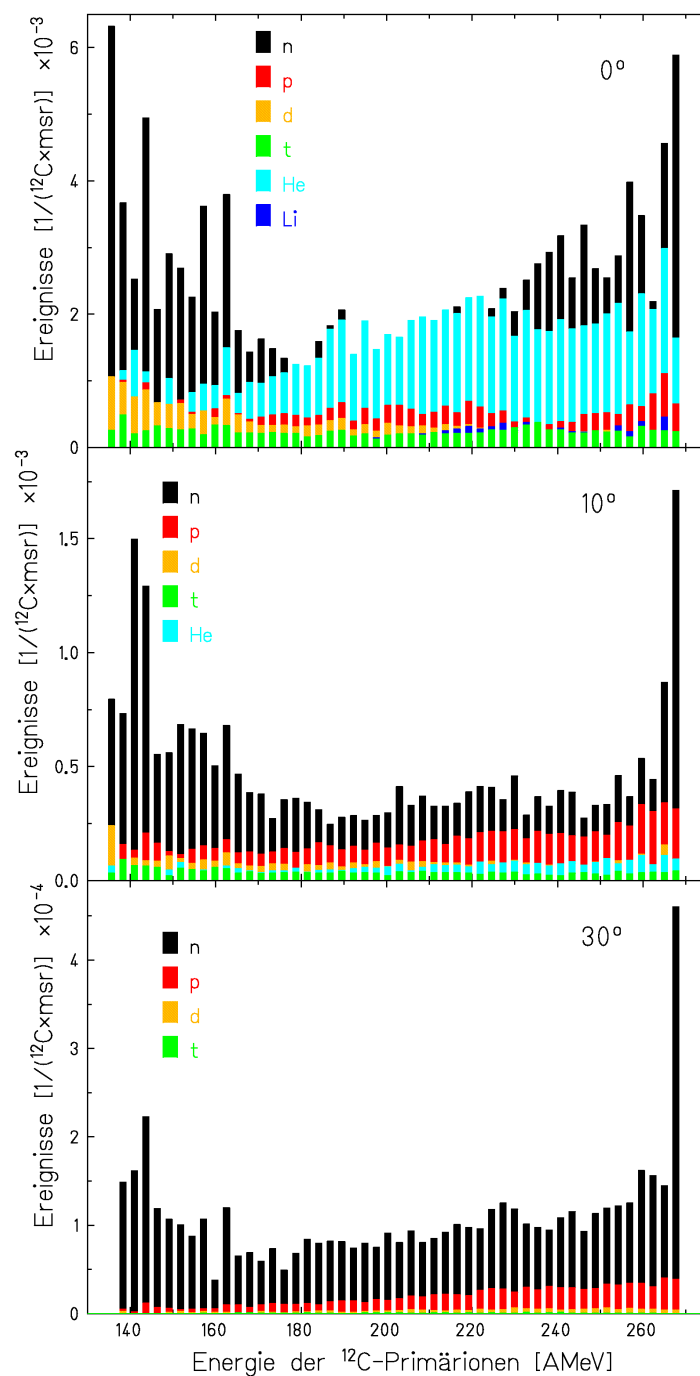


Abbildung 4.5: Anzahl der pro bestrahlter Schicht nachgewiesenen Fragmente bei der Bestrahlung von Patient Anton bei 0°, 10° und 30°. Die Fragmente wurden nach Neutronen, Protonen, Deuteronen, Tritonen und Heliumfragmenten getrennt und auf die Zahl der  $^{12}\text{C}$ -Ionen der jeweiligen Energie normiert. Bei 0° konnten sogar einige Lithiumionen nachgewiesen werden. Mit steigendem Winkel sinkt die Zahl der nachgewiesenen Fragmente und der Anteil schwerer Fragmente geht stark zurück.

werden, wenn sie durch Fragmentation von  $^{12}\text{C}$ -Ionen kleiner Energien erzeugt wurden.

Das erklärt aber nur eine nahezu konstante Ausbeute, nicht die Zunahme leichter Fragmente bei kleinen Strahlenergien. Dies kann auch nicht ausreichend dadurch erklärt werden, daß leichte Fragmente durch Sekundärfragmentation erzeugt werden, da ihr Anteil an der gesamten Fragmentausbeute bei allen Strahlenergien sehr gering ist [Sih98].

### Anstieg der Fragmentenergie mit der Energie der $^{12}\text{C}$ -Ionen

Aufgrund der Eigenschaften der in Kapitel 3 und besonders in Kapitel 5 diskutierten Energiespektren, die mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen unterschiedlicher Energie aufgezeichnet wurden, ist ein Anstieg der Fragmentenergie mit der Energie der Primärionen zu erwarten. Dies führt zu einer geringeren Abschwächung der Ausbeuten der geladenen Fragmente bei hohen Strahlenergien, da der Energieverlust geladener Teilchen, wie von Bethe und Bloch beschrieben (siehe Gleichung 1.1), mit steigender Energie der Ionen abnimmt. Bei höheren Energien der Primärteilchen entstehen somit nicht nur mehr Fragmente tiefer im Gewebe, sie werden auch weniger absorbiert als Fragmente niedrigerer Energie und tragen deshalb überproportional zur Fragmentausbeute einer Bestrahlung hinter dem Patienten bei.

Energieverteilungen der emittierten Fragmente wurden bei der Tumorthherapie jedoch nicht bestimmt, da keine Flugzeitmessungen durchgeführt werden konnten. Dennoch kann der Anstieg der Fragmentenergie mit der Energie der Primärionen anhand der Gesamtenergiespektren des  $\text{BaF}_2$ -Szintillators und der Energieverlustspektren des Veto-Detektors zumindest qualitativ bestätigt werden.

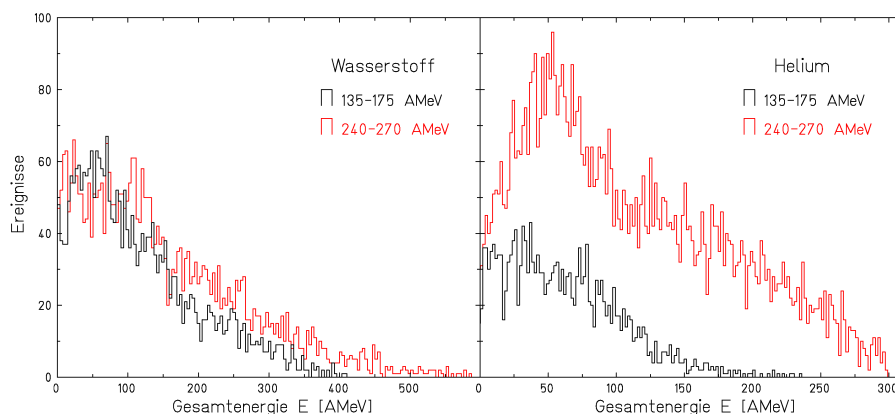


Abbildung 4.6: Energiespektren der Wasserstoff- und Heliumionen, die durch Primärionen mit 135–175 AMeV (schwarz) und 240–270 AMeV (rot) gebildet wurden. Mit der Energie der Primärionen steigt auch die Energie der Fragmente. Die Spektren wurden mit dem  $\text{BaF}_2$ -Detektor bei der Bestrahlung von Patient Anton bei  $0^\circ$  zur Strahlachse gemessen.

Die im folgenden gezeigten Spektren wurden bei der Bestrahlung von Patient Anton gemessen. Sie enthalten nur Ereignisse, die durch Primärionen mit 135–175 AMeV bzw. mit 240–270 AMeV erzeugt wurden.

Da im untersuchten Energiebereich die Impulshöhenspektren des  $\text{BaF}_2$ -Detektors proportional zur Gesamtenergie der Fragmente sind, kann der Anstieg der Fragmentenergie mit der Energie der Primärionen direkt beobachtet werden (siehe Abbildung 4.6). Bei den Wasserstofffragmenten bleibt die Energieverteilung nahezu konstant, allerdings treten bei hohen Strahlenergien auch Fragmente mit höheren Strahlenergien bis etwa 600 AMeV auf. Stärker ausgeprägt ist der Anstieg der Energien der Heliumfragmente. Mit der Energie der Primärionen steigt nicht nur die Energie der Heliumionen auf 300 AMeV, auch die Anzahl der emittierten Heliumfragmente nimmt stark zu.

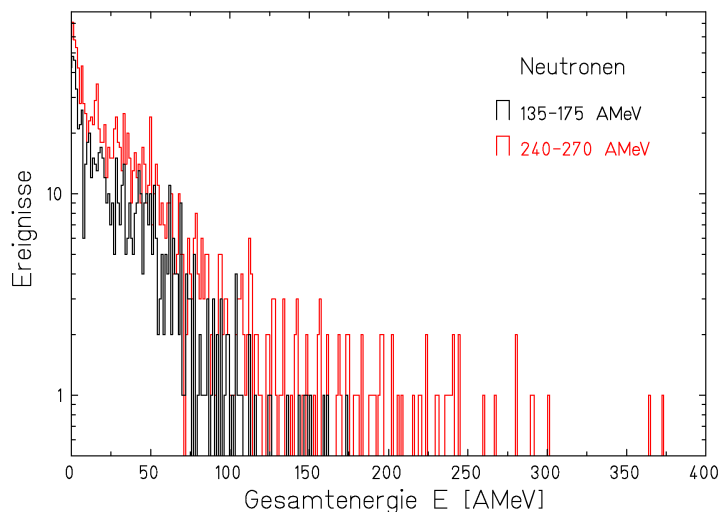


Abbildung 4.7: Impulshöhenspektren der Neutronen, die durch Primärionen mit Energien zwischen 135–175 AMeV (schwarz) und 240–270 AMeV (rot) erzeugt wurden. Für geladenen Teilchen entsprechen die Impulshöhenspektren des  $\text{BaF}_2$ -Detektors Gesamtenergiespektren. Dies gilt jedoch nicht für Neutronen, die nur indirekt nachgewiesen werden können. Trotz der Unabhängigkeit der Impulshöhen von der Neutronenenergie geben aber einzelne bei großen Impulshöhen registrierte Ereignisse einen Hinweis auf die Proportionalität der Neutronenenergie zur Energie der Primärionen. Die Spektren wurden bei der Bestrahlung von Patient Anton mit dem auf der Strahlachse positionierten  $\Delta E$ - $E$ -Teleskop aufgezeichnet.

Da Neutronen nur indirekt mit dem  $\text{BaF}_2$ -Kristall wechselwirken, sind ihre Impulshöhenspektren nicht proportional zur Gesamtenergie der Neutronen. Aus Abbildung 4.7 geht aber dennoch hervor, daß Neutronen, die durch Fragmentierung von Primärionen höherer Energie entstanden sind, einzelne Signale größerer Impulshöhen erzeugen konnten. Da die maximale Energiedeposition der Neutronen

im  $\text{BaF}_2$ -Kristall nicht größer als deren Gesamtenergie sein kann, bestätigt dies qualitativ, daß auch die Energie der Neutronen mit der Energie der Primärionen ansteigt.

Auch aus den Energieverlustspektren des Veto-Detektors kann auf den Anstieg der Fragmentenergie mit der Energie der Primärionen geschlossen werden. Abbildung 4.8 zeigt Energieverluste der Wasserstoff- und Heliumfragmente, die mit dem Veto-Detektor gemessen wurden.

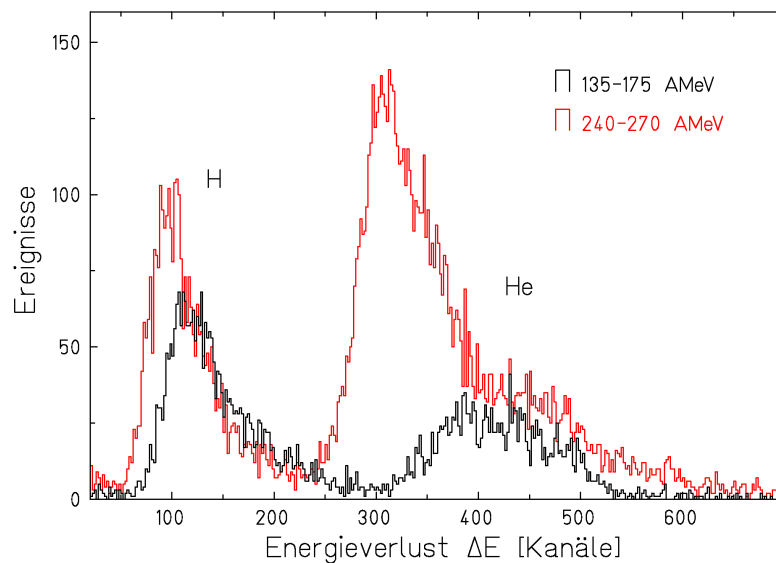


Abbildung 4.8: Energieverlustspektren von Wasserstoff- und Heliumfragmenten, die durch Primärionen zwei verschiedener Energiebereiche im Veto-Detektor erzeugt wurden: 135–175 AMeV (schwarz) und 240–270 AMeV (rot). Die Energieverluste der Fragmente wurden auf der Strahlachse bei der Bestrahlung von Patient Anton aufgezeichnet.

Niederenergetische Ionen verlieren in Transmissionsdetektoren, wie dem hier verwendeten Veto-Szintillator, mehr Energie als hochenergetische Ionen. Da die Schwerpunkte der Verteilungen der Wasserstoff- und Heliumfragmente für Fragmente, die durch niederenergetische Primärionen erzeugt wurden, bei höheren Energieverlusten liegen, als diejenigen, die durch hochenergetische Fragmente gebildet wurden, müssen die Fragmente, die durch hochenergetische Primärionen erzeugt wurden, höhere Energien haben.

Es konnte somit qualitativ bestätigt werden, daß bei der Bestrahlung von tieferliegenden Tumorschichten mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen höherer Energie hinter dem Patienten auch Fragmente höherer Energie nachgewiesen werden.

### Zusammensetzung des Fragmentfeldes in Abhängigkeit der Energie der $^{12}\text{C}$ -Ionen

Mit der Energie der Primärionen bzw. ihrer Reichweite im Gewebe ändert sich auch das emittierte Teilchenfeld. Die prozentuale Zusammensetzung der Teilchenfelder ist in Abbildung 4.9 als Funktion der Energiestufen dargestellt. Die Daten wurden bei der Bestrahlung des Patienten Anton mit dem auf der Strahlachse positionierten  $\Delta E$ - $E$ -Teleskop aufgezeichnet und entsprechen denjenigen, deren absolute Beträge in Abbildung 4.5 (bei  $0^\circ$ ) gezeigt wurden.

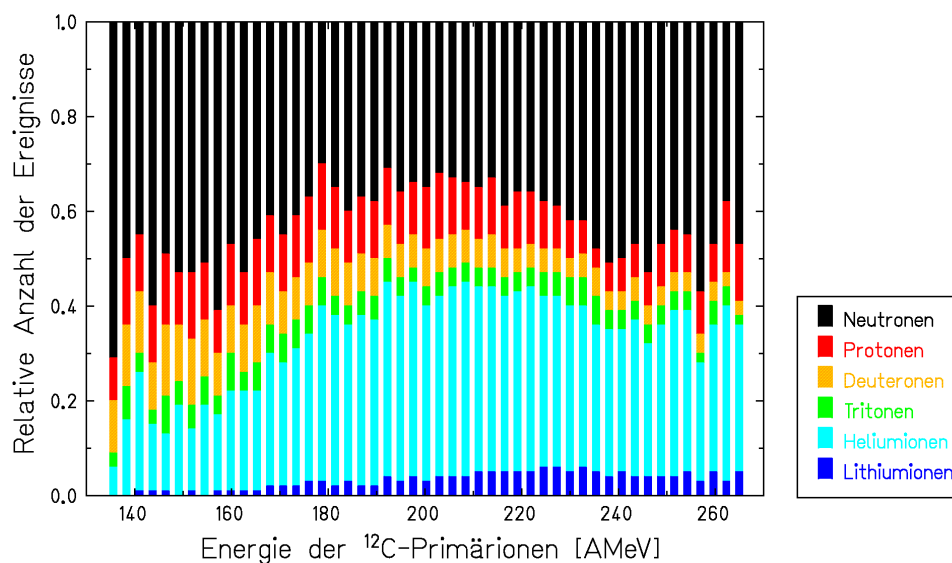


Abbildung 4.9: Prozentuale Zusammensetzung des Teilchenfeldes in Abhängigkeit von der Energie der Primärionen. Die Fragmentausbeuten wurden bei der Bestrahlung von Patient Anton in einem Winkel von  $0^\circ$  zur Strahlachse gemessen.

Angenommen, daß die Verteilung der Fragmente bei der Erzeugung im Mittel nicht von der Energie der Primärionen abhängt, kann die Zusammensetzung des emittierten Teilchenfeldes mit der unterschiedlichen Abschwächung der Fragmente in Materie erklärt werden.

Da Neutronen nur nukleare Wechselwirkungen erleiden und ihre mittlere freie nukleare Weglänge  $\lambda_{abs}$  in Gewebe rund 1 m beträgt, werden auch Neutronen, die direkt an der Oberfläche des Kopfes entstehen, noch mit einer Wahrscheinlichkeit von 80 % auf der strahlabgewandten Seite emittiert.

Geladene Teilchen, die von Primärionen niedriger Energie erzeugt werden, haben meist niedrige Energien. Sie entstehen innerhalb der kurzen Reichweite des niederenergetischen Primärstrahls und müssen folglich noch sehr dicke Gewebeschichten durchdringen. Aufgrund ihrer niedrigen Energie werden sie jedoch stark abgebremst und absorbiert. Nur wenige können aus dem Kopf des Patienten austreten.

Geladene Fragmente höherer Energie, die hauptsächlich durch Primärionen hoher Energie und somit großer Reichweiten erzeugt werden, müssen im Mittel nur kürzere Distanzen bis zum Targetende zurücklegen und erleiden zudem viel geringere Energieverluste in Materie. Sie werden wesentlich seltener im Kopf des Patienten abgestoppt oder fragmentiert und können folglich außerhalb nachgewiesen werden.

Bemerkenswert ist allerdings, daß bei Strahlenergien oberhalb von etwa 200 AMeV der Anteil der geladenen Fragmente nicht weiter ansteigt, wie aufgrund der größeren Reichweiten der Primärteilchen zu erwarten wäre. Bei diesen Strahlenergien und der gegebenen Dicke des Patientenkopfes scheint sich ein Gleichgewicht zwischen Erzeugung und Absorption der geladenen Fragmente einzustellen, wodurch der rückläufige Anteil der emittierten, geladenen Fragmente zu erklären ist.

Die Untersuchung der Abhängigkeit der Fragmentemission von der Energie der  $^{12}\text{C}$ -Ionen bei der Patientenbestrahlung konnte somit bestätigen, daß sowohl die Fragmentausbeute als auch die Energie der emittierten Fragmente mit der Energie der Primärionen ansteigt. Das bewirkt auch die Verlagerung des Teilchenfeldes hin zu prozentual mehr geladenen Fragmenten mit zunehmender Energie der Strahlteilchen. Integral über alle Energien aufgezeichnete Fragmentverteilungen in der Tumorthherapie haben folglich Eigenschaften, die vor allem denen der Fragmente entsprechen, die durch hochenergetische Projektionen erzeugt wurden. Ausgenommen hiervon sind — aufgrund der geringen Absorption — nur Neutronen, die auch erheblich zum Teilchenfeld beitragen, wenn sie durch niederenergetische Strahlteilchen erzeugt wurden.

#### **4.4.2 Winkelverteilung und Ausbeuten bei 200 AMeV Strahlenergie**

Die Aufzeichnung der Fragmente getrennt nach den Energien der Primärionen ermöglicht auch die Bestimmung von Winkelverteilungen und Ausbeuten von Fragmenten, die nur durch Strahlteilchen einer einzigen Energiestufe erzeugt wurden. Exemplarisch werden im folgenden die Fragmente analysiert, die durch  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 200 AMeV gebildet wurden.  $^{12}\text{C}$ -Ionen dieser Energie waren von besonderem Interesse, da sie auch für die Experimente am Wasserphantom verwendet wurden und somit den direkten Vergleich der Daten aus der Tumorthherapie und aus der Bestrahlung eines gewebeäquivalenten Targets erlauben.

Von den drei in Abschnitt 4.3 charakterisierten Patienten eignete sich aufgrund der Breite seines Kopfes in Strahlrichtung der Patient Anton am besten zu diesem Vergleich, da diese am wenigsten von der Dicke des Wasserphantoms abweicht. Auch bei Anton ist die Breite des Kopfes mit 15,2 cm allerdings größer als die des 12,78 cm dicken Wassertargets. Fragmente, die erst im Bereich des Bragg-Peaks erzeugt werden, müssen bei ihm also rund 6,6 cm Gewebe, im Wasserphantom nur



4,2 cm Gewebeäquivalent durchdringen. Abweichungen der geladenen Fragmente sind beim Vergleich daher zu erwarten. Der Einfluß der zusätzlichen Absorption von Neutronen dürfte jedoch vernachlässigbar sein (unter 1 %).

Zur Bestimmung der Winkelverteilungen der Fragmente, die bei der Bestrahlung von Patient Anton emittiert wurden, wurde eine Bedingung auf die Energiestufe der Energie 200 AMeV gesetzt und ansonsten wie in Abschnitt 4.2 verfahren. Die ermittelten Winkelverteilungen der Fragmente sind getrennt nach Isotopen in den Abbildung 4.10 und 4.11 gezeigt.  $^3\text{He}$  und  $^4\text{He}$  waren allerdings nicht separierbar.

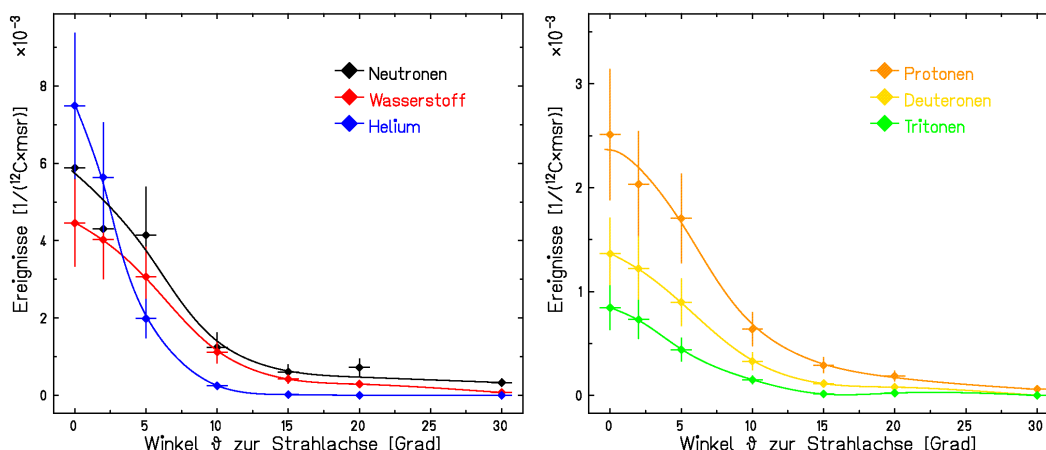


Abbildung 4.10: Winkelverteilung der Fragmente, die durch  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 200 AMeV erzeugt und aus dem Kopf von Patient Anton emittiert wurden.

Bei  $0^\circ$  konnten am häufigsten Heliumfragmente nachgewiesen werden, etwas weniger Neutronen und nur rund halb so viele Protonen. Besonders schmal ist die Verteilung der Heliumionen. Zur besseren Vergleichbarkeit mit den Messungen am Wassertarget wurden die Winkelverteilungen durch Gauss- und Exponentialfunktionen modelliert. Wie bei diesen konnten die Verteilungen am besten durch Gaussfunktionen bei kleinen Winkeln und durch Exponentialfunktionen bei großen Winkeln angenähert werden. Bei kleinen Winkeln können die Daten aber auch gut durch Exponentialverteilungen wiedergegeben werden, die die analytische Integration der Winkelverteilung ermöglichen. Die Winkelverteilungen sowie ihre Modellierungen sind in Abbildung 4.11 dargestellt, die Parameter der Gauss- und Exponentialverteilungen sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

Wie bei den Messungen am Wassertarget liegt die Breite der Neutronenverteilung mit  $\sigma_n=4,75^\circ$  zwischen derjenigen der Heliumionen mit  $\sigma_{He}=3,98^\circ$  und denjenigen der Wasserstofffragmente mit  $\sigma_p=6,29^\circ$ ,  $\sigma_d=6,03^\circ$  und  $\sigma_t=5,56^\circ$ . Damit weichen die Breiten der Verteilungen kaum von denen ab, die am Wasserphantom gemessen wurden. Sie betrugen  $\sigma_n=4,42^\circ$ ,  $\sigma_p=6,74^\circ$ ,  $\sigma_d=6,50^\circ$ ,  $\sigma_t=6,47^\circ$ ,  $\sigma_{^3He}=3,77^\circ$  und

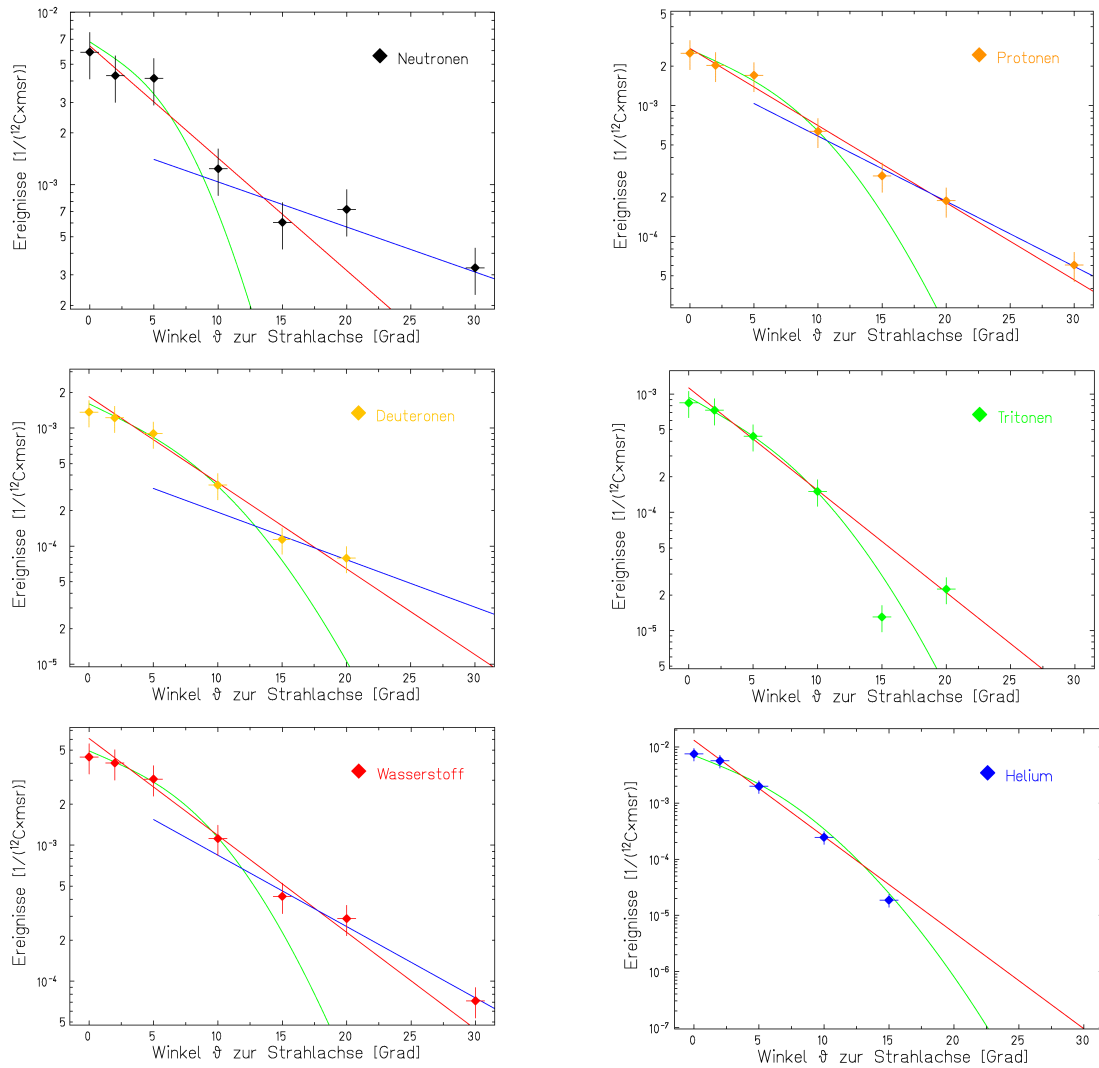


Abbildung 4.11: Logarithmische Darstellung der Winkelverteilungen der Fragmente, die durch Bestrahlung der 200-AMeV-Tumorschicht bei dem Patienten Anton, erzeugt und aus dem Kopf des Patienten emittiert wurden. Zur Parametrisierung wurden die Verteilungen durch Gauss- und Exponentialfunktionen angenähert.

$\sigma_{4He}=2,46^\circ$ . Wie dort kann also die geringere Aufweitung des Strahls mit zunehmender Fragmentmasse beobachtet werden.

Die Anzahl der nachgewiesenen, geladenen Fragmente ist für alle Winkel zwischen  $0^\circ$  und  $30^\circ$  bei der Bestrahlung von Patient Anton höher als am Wassertarget. Im Bereich der Fehler identisch sind die Winkelverteilungen der Heliumfragmente, die stärkste Abweichung ist bei den Neutronen zu beobachten (siehe Abbildung 4.12).

Tabelle 4.2: Parameter der zur Beschreibung der Winkelverteilungen aus der Tumorthherapie verwendeten Gauss- und Exponentialfunktionen.  $\sigma$  und  $A$  sind die Parameter der Gaussfunktion [Grad],  $a_1$  und  $b_1$  die Parameter der an die Meßwerte zwischen  $0^\circ$  und  $10^\circ$  angenäherten Exponentialfunktion. Die Exponentialfunktion für die Beschreibung der Werte zwischen  $10^\circ$  und  $30^\circ$  wird von  $a_2$  und  $b_2$  festgelegt.  $a_i$  ist in  $[1/(^{12}\text{C}\cdot\text{msr})]$ ,  $b_i$  in  $[1/\text{Grad}]$  angegeben.

Gauss-Funktion:  $y = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\cdot\sigma} \cdot \exp(-\frac{\vartheta^2}{2\cdot\sigma^2})$ ; Exponentialfunktion:  $y = a_i \cdot \exp(-b_i \cdot \vartheta)$

	Gauss-Funktion		Exp.-Funktion ( $0^\circ$ – $10^\circ$ )		Exp.-Funktion ( $10^\circ$ – $30^\circ$ )	
	Breite $\sigma$	Fläche $A$	$a_1$	$b_1$	$a_2$	$b_2$
Neutronen	4,75	$7,16\cdot 10^{-2}$	$6,40\cdot 10^{-3}$	-0,150	$1,90\cdot 10^{-3}$	-0,060
Protonen	6,29	$3,58\cdot 10^{-2}$	$2,74\cdot 10^{-3}$	-0,136	$1,84\cdot 10^{-3}$	-0,115
Deutronen	6,03	$1,96\cdot 10^{-2}$	$1,84\cdot 10^{-3}$	-0,168	$4,89\cdot 10^{-4}$	-0,093
Tritonen	5,56	$1,03\cdot 10^{-2}$	$1,13\cdot 10^{-3}$	-0,199	–	–
Helium	3,98	$5,41\cdot 10^{-2}$	$1,31\cdot 10^{-2}$	-0,394	–	–

Dieses Verhalten zeigt sich auch bei den Fragmentausbeuten im gesamten vorderen Halbraum: die Ausbeuten der geladenen Fragmente sind etwa um ein Drittel höher als diejenigen, die bei der Bestrahlung des Wassertargets bestimmt wurden. Werden die Meßfehler berücksichtigt, sind die Ergebnisse allerdings vergleichbar. Eine größere Abweichung kann hingegen bei den Neutronenausbeuten beobachtet werden: die Ausbeute bei der Bestrahlung von Anton ist etwa doppelt so hoch wie diejenige, die hinter dem Wasserphantom gemessen wurde. Einander gegenübergestellt sind die Fragmentausbeuten in Tabelle 4.3.

Der Nachweis höherer Ausbeuten als bei den Messungen am Wasserphantom wurde bei den Patientenbestrahlungen erwartet, da aufgrund der nicht gemessenen Flugzeiten keine Energiespektren berechnet wurden und deshalb keine einheitliche Nachweisschwelle verwendet werden konnte. Zu den bei den Bestrahlungen der Patienten bestimmten Ausbeuten tragen somit auch Ereignisse bei, deren Energie unterhalb von 10 MeV liegt. Bei der Untersuchung der Fragmentation im Wassertarget wurden hingegen nur Ereignisse oberhalb dieser Schwelle berücksichtigt. Außerdem konnte nur eine gemittelte Neutroneneffizienz von  $(16\pm 2)\%$  anstelle der energieabhängigen Effizienzkurve (siehe Abschnitt 2.4.3) zur Berechnung der Neutronenwinkelverteilungen und –ausbeuten verwendet werden. Der Mittelwert liegt ab rund 100 MeV aber unterhalb der tatsächlichen Effizienzfunktion des  $\text{BaF}_2$ -Szintillators und führt so zu einer Übergewichtung hochenergetischer Neutronen. Da der Anteil der Neutronen mit Energien oberhalb von 100 MeV gerade bei kleinen Winkeln am größten ist und folglich bei der Integration über den Raumwinkel stark ins Gewicht fällt, ist die Neutronenausbeute, die bei der Bestrahlung von Patient Anton gemessen

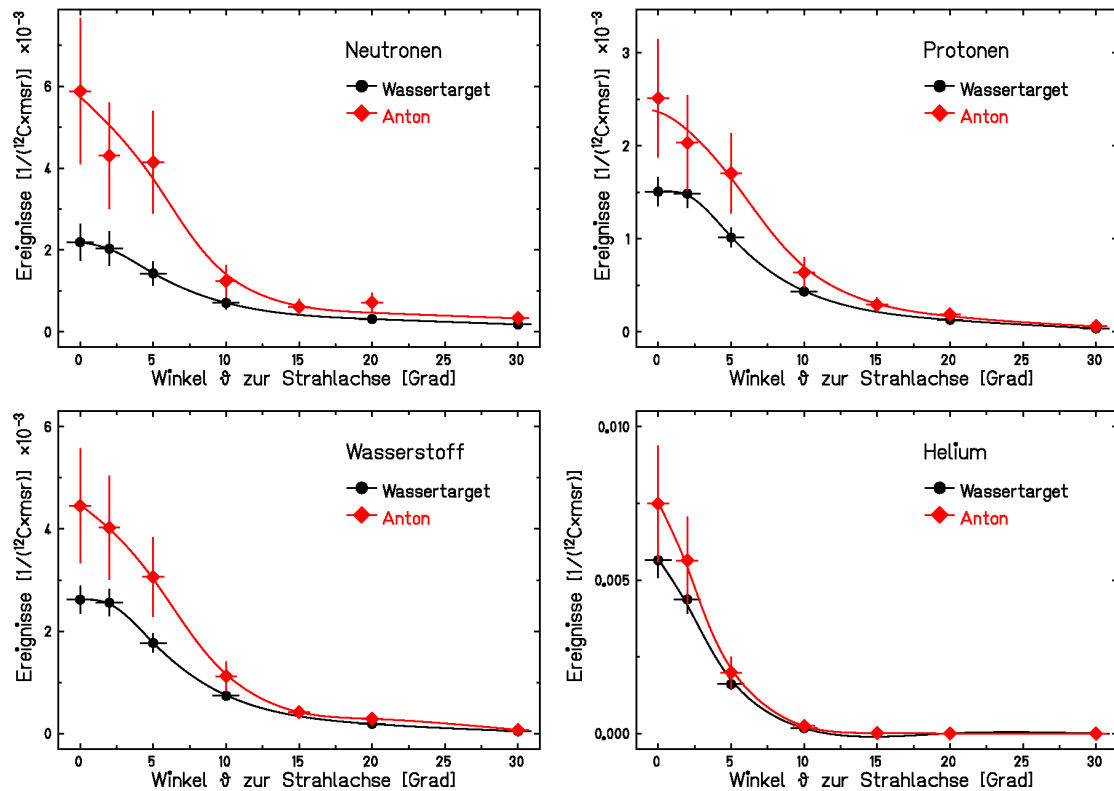


Abbildung 4.12: Vergleich der Winkelverteilungen der Neutronen, Protonen, Wasserstoff- und Heliumfragmente, die hinter dem Wassertarget und bei der Bestrahlungen des Patienten Anton mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen der Energie 200 AMeV aufgezeichnet wurden.

wurde, höher als diejenige, die hinter dem Wasserphantom nachgewiesen wurde.

In der Annahme, daß die Energiespektren, die hinter dem Wasserphantom gemessen wurden, auf die Bestrahlung von Patient Anton mit 200 AMeV übertragen werden können, wurden gemittelte Effizienzen in Abhängigkeit des Emissionswinkels, d. h. des Schwerpunkts der jeweiligen Energieverteilung, berechnet. Für  $0^\circ$  ergab sich daraus beispielsweise eine Effizienz von 21,3 %, für  $30^\circ$  betrug sie 8,7 %. Werden diese Effizienzen anstelle der gemittelten, energieunabhängigen Effizienz verwendet, ergibt sich eine Ausbeute von ?? Neutronen pro Primärion. Dieser Wert stimmt im Bereich der Meßfehler mit demjenigen überein, der hinter dem Wassertarget gemessen wurde.

Form und Breite der Winkelverteilungen, die bei der Bestrahlung von Anton mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen der Energie 200 AMeV, gemessen wurden, sind gut mit den Messungen am Wassertarget vergleichbar. Die Abweichungen bei den Ausbeuten können auf unterschiedliche Vorgehensweisen bei der Datenanalyse zurückgeführt werden, die

Tabelle 4.3: Ausbeuten der Fragmente, die durch  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 200 AMeV Energie erzeugt wurden, im gesamten vorderen Halbraum für die Bestrahlung von Patient Anton. Zum Vergleich sind auch die Ausbeuten, die mit 200 AMeV  $^{12}\text{C}$ -Ionen im Wassertarget erzeugt und dahinter nachgewiesen wurden, angegeben (siehe auch Tabelle 3.3). Die Meßfehler der Ausbeuten betragen aufgrund der schlechten Statistik 30 %, diejenigen der Messungen am Wassertarget für geladene Fragmente 15 %, für Neutronen 20 %.

	Ausbeuten [1/Primärion]	
	Anton	Wasserphantom
Neutronen	1,04	0,54
Protonen	0,30	0,20
Deuteronen	0,15	0,08
Tritonen	0,05	0,03
Helium	0,16	0,13

aufgrund der fehlenden Flugzeitmessungen nicht vermieden werden konnten (Nachweisschwelle, energieabhängige Effizienzkurve).

Da die Messungen am Wasserphantom somit unter realen Therapiebedingungen reproduziert werden konnten, sind auch die Dosisabschätzungen, die in Abschnitt 3.3.4 diskutiert wurden, auf die Bestrahlung von Patienten mit 200 AMeV übertragbar.

#### 4.4.3 Energie–integrale Winkelverteilungen

Die im Rahmen dieser Arbeit bei der Bestrahlung von Patienten aufgezeichneten Fragmentdaten bieten erstmals die Gelegenheit, das für die Bestrahlungsplanung verwendete Fragmentationsmodell an experimentellen Daten zu überprüfen. Da für die Dosisberechnung die Anzahl und die Winkelverteilung der Fragmente, die während der gesamten Bestrahlung erzeugt wurden, von Interesse ist, werden im folgenden Winkelverteilungen und Ausbeuten der Fragmente integral über alle verwendeten Energiestufen bestimmt.

Untersucht wurden die Fragmentspektren am Beispiel der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Patienten Anton, Berta und Clara. Für die Patienten Anton und Berta wurde die Fragmentemission zwischen  $0^\circ$  und  $30^\circ$ , für Clara auch bei  $60^\circ$  gemessen. Aus diesen Daten wurden die Winkelverteilungen — summiert über alle verwendeten Energiestufen und Strahlpositionen — ermittelt. Sie sind in den Abbildungen 4.13 und 4.15 dargestellt.

Bei Patient Anton — hinter dessen bestrahltem Tumor nur 3,2 cm Gewebe durchdrungen werden mußten — konnten die Wasserstofffragmente im  $\Delta E$ – $E$ -Diagramm gut separiert werden. Für die Patienten Berta und Clara (je 6 cm Gewebe hinter

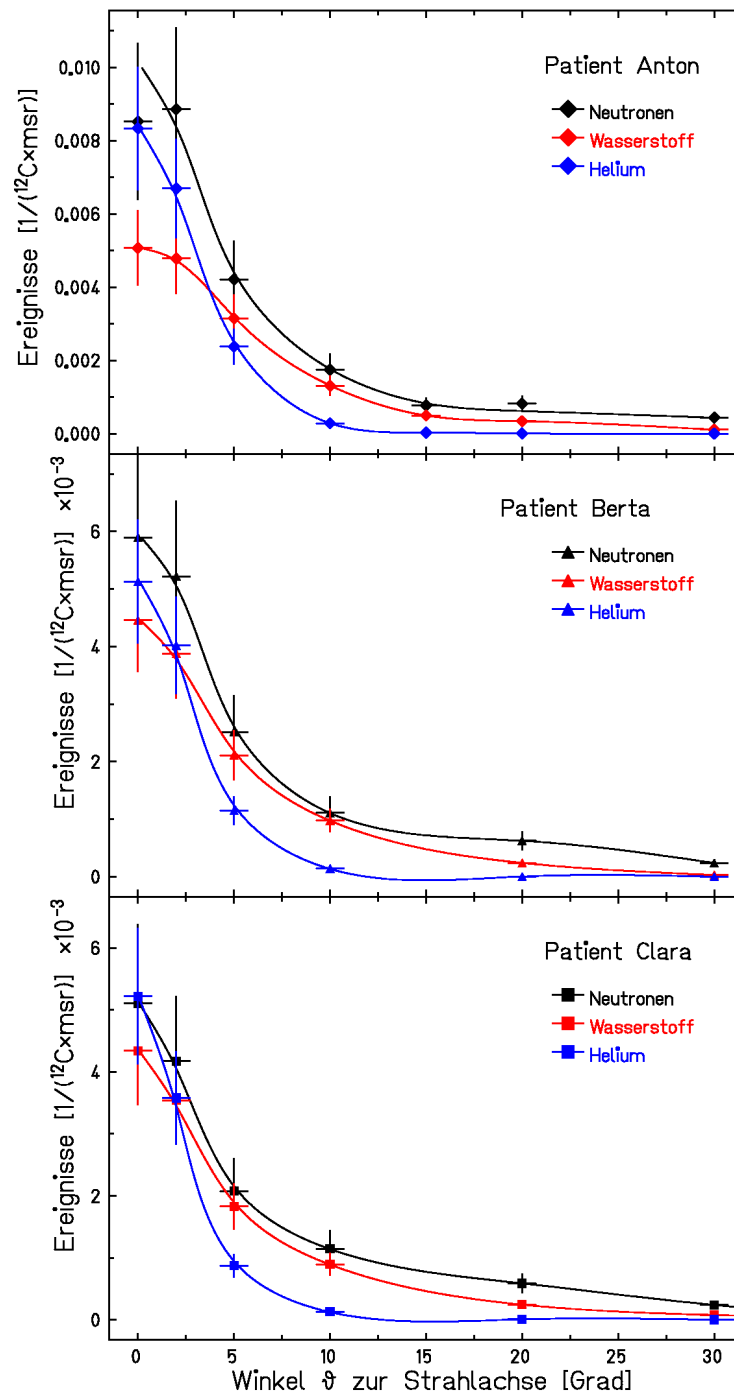


Abbildung 4.13: Winkelverteilungen der bei den Bestrahlungen der Patienten Anton, Berta und Clara nachgewiesenen Neutronen, Protonen, Wasserstoff- und Heliumfragmente. Bei Anton konnten auch Deuterium- und Tritiumfragmente separiert werden.

dem Tumor) war die Trennung von Deuteronen und Tritonen hingegen nicht mehr möglich;  $^3\text{He}$  und  $^4\text{He}$  konnten bei keinem der Patienten getrennt werden.

Die geringe Gewebedicke hinter dem Tumervolumen ist vermutlich auch die Erklärung für die erheblich höheren Fragmentraten, die bei der Bestrahlung von Patient Anton — im Vergleich zu den Patienten Berta und Clara — nachgewiesen wurden. Im Kopf des Patienten Anton werden somit gerade die geladenen Fragmente weniger abgeschwächt und können aus ihm emittiert werden.

Die Patienten Berta und Clara litten an Tumoren mit etwa 5 cm Durchmesser, die rund 2 cm tief im Gewebe lagen. Auch die Winkelverteilungen beider Patienten sind, wie zu erwarten war, einander sehr ähnlich.

Gemeinsam haben die Winkelverteilungen die starke Vorwärtsfokussierung, die auch bei den Messungen am Wassertarget beobachtet wurde. Besonders schmal sind auch hier die Verteilungen der Heliumfragmente, die wegen ihrer großen Masse wenig aufgestreut werden.

Anders als bei den in Abbildung 3.23 gezeigten Winkelverteilungen der im Wassertarget gebildeten Fragmente ist jedoch das Verhältnis der nachgewiesenen Teilchen: Während dort bei  $0^\circ$  die Zahl der Neutronen zwischen derjenigen der Protonen und derjenigen aller Wasserstofffragmente (in Summe) liegt, übertrifft die Anzahl der Neutronen bei den drei betrachteten Patienten bei allen Winkeln die Anzahl der nachgewiesenen geladenen Fragmente. Selbst die Zahl der bei  $0^\circ$  nachgewiesenen Heliumionen liegt unterhalb derjenigen der Neutronen. Hinter dem Wassertarget betrug sie mehr als das Doppelte der Neutronenzahl.

Die Reduktion der geladenen Fragmente im Verhältnis zur Anzahl der Neutronen beruht zum Einen auf der im vorigen Abschnitt diskutierten Übergewichtung hochenergetischer Neutronen durch Verwendung eines Mittelwerts der Neutroneneffizienz, zum Anderen auf der Dicke des zu durchdringenden Materials, hier der Breite der Köpfe von je rund 16 cm. Ein Teil der geladenen Fragmente, die das 12,78 cm dicke Wassertarget noch verlassen könnten, werden im Patienten gestoppt. Zudem können geladene Teilchen meist nur aus einem dicken Target austreten, wenn sie durch hochenergetische Strahlteilchen erzeugt wurden. Neutronen werden auch dann nur wenig abgeschwächt, wenn sie durch Fragmentation niederenergetischer Strahlteilchen entstanden sind. Somit tragen Neutronen, die durch Primärionen aller Energiestufen und durch deren Fragmente erzeugt werden, zum emittierten Fragmentfeld bei, während geladene Fragmente nur nachgewiesen werden können, wenn sie durch hochenergetische Strahlteilchen erzeugt werden.

Die Auswirkungen der Strahlenergie auf die Winkelverteilungen wurde am Beispiel von Patient Anton untersucht. Die Verteilungen der Fragmente, die durch Primärionen mit 145 oder 263 AMeV Energie erzeugt wurden, sind in Abbildung 4.14 gezeigt. Im Bereich der Meßfehler sind diejenigen der Neutronen und Wasserstofffragmente identisch — die bei niedrigeren Energien liegen allerdings etwa höher. Anhand der Winkelverteilungen der Heliumfragmente kann jedoch beobachtet werden, daß bei hohen Strahlenergien deutlich mehr Heliumfragmente aus

dem Patienten emittiert werden, die Breite der Verteilung bleibt jedoch erhalten ( $\sigma_{145\text{ AMeV}}=2,88^\circ$  und  $\sigma_{263\text{ AMeV}}=3,03^\circ$ ).

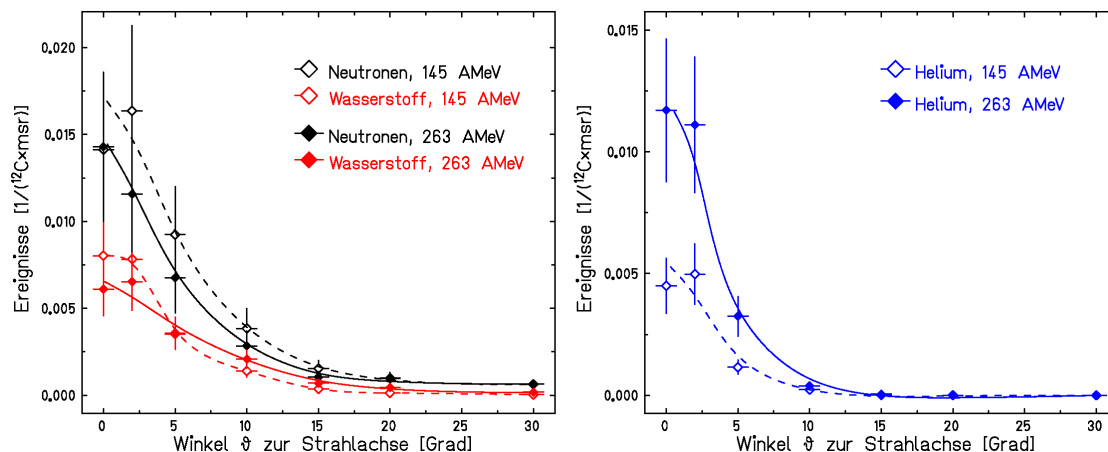


Abbildung 4.14: Winkelverteilungen der Neutronen, Wasserstoff- und Heliumfragmente, die bei der Bestrahlung von Patient Anton mit derselben Anzahl  $^{12}\text{C}$ -Ionen der Energie 145 AMeV bzw. 263 AMeV hinter ihm nachgewiesen werden konnten.

Zur Berechnung der absoluten Teilchenausbeuten aus den energie-integralen Winkelverteilungen und um den direkten Vergleich der Parameter zu ermöglichen, wurden — entsprechend der hinter dem gewebeäquivalenten Target durchgeführten Messungen — auch die in der Tumorthherapie aufgezeichneten Winkelverteilungen durch Gauss- und Exponentialfunktionen angenähert (siehe Abbildung 4.15 und Tabelle 4.4).

Wie in Kapitel 3 beschrieben, können die Verteilungen am besten durch die Kombination einer Gaussfunktion bei kleinen und einer Exponentialfunktion bei großen Winkeln modelliert werden. Zur analytischen Integration eignet sich jedoch nur die Approximation durch zwei Exponentialfunktionen.

Die Neutronenverteilungen weisen bei allen Patienten eine deutliche Steigungsänderung bei  $10^\circ$  auf — sie werden gut durch zwei Exponentialfunktionen beschrieben. Die erste Exponentialfunktion beschreibt denjenigen Anteil der Fragmente, der überwiegend durch Projektilabrasion erzeugt wurde und somit stark vorwärts fokussiert ist. Die zweite Exponentialfunktion, die den Verlauf der Winkelverteilung bei großen Winkeln wiedergibt, entspricht den Fragmenten, die hauptsächlich durch Evaporation aus dem Feuerball emittiert wurden und deshalb eine breitere Winkelverteilung aufweisen.

Die Winkelverteilungen der geladenen Fragmente müssen durch zwei Exponentialfunktionen approximiert werden, wenn auch Meßpunkte bei  $60^\circ$  einbezogen werden — wie bei Patient Clara. Werden die Winkelverteilungen jedoch nur bis  $30^\circ$



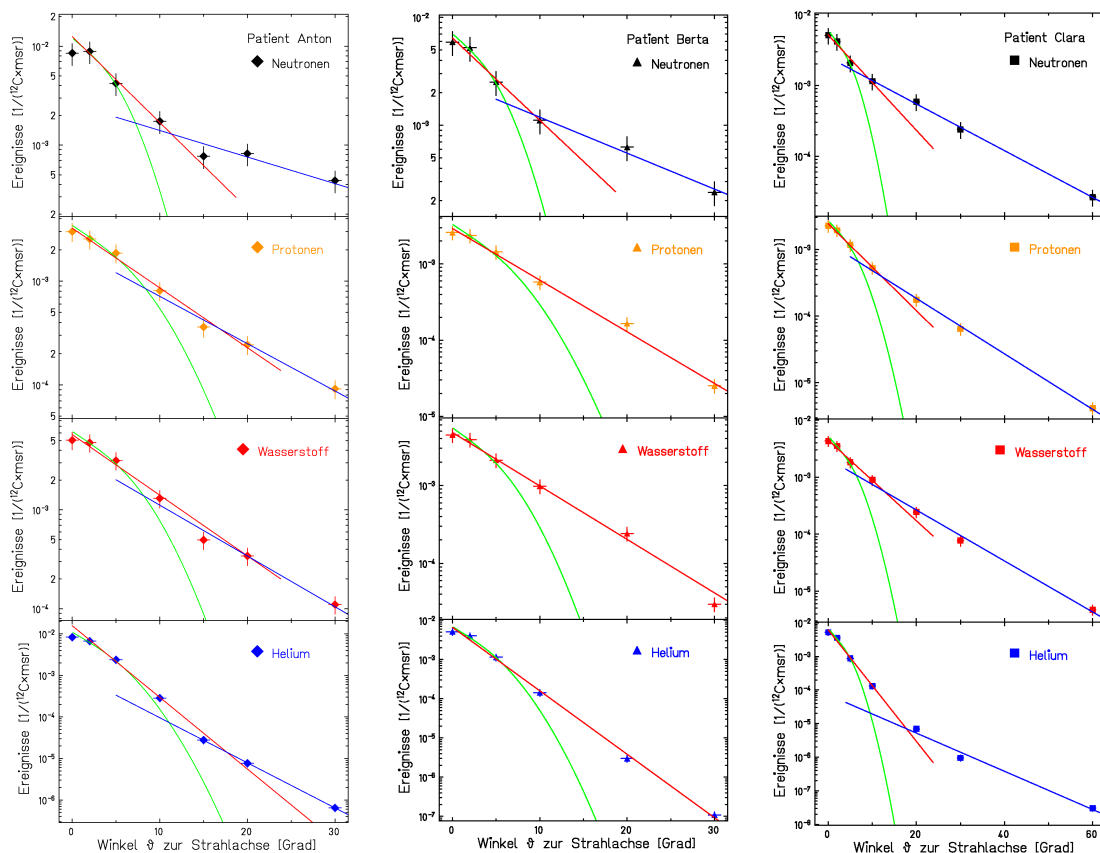


Abbildung 4.15: Logarithmische Darstellung der in der Patientenbehandlung aufgezeichneten Winkelverteilungen. Die Symbole geben die Meßpunkte wieder, die grünen Linien die Gauss-, die roten und blauen die Exponentialfunktionen, die die Meßdaten bestmöglich beschreiben.

betrachtet, kann — besonders bei Berta und Clara — nur eine schwache Steigungsänderung beobachtet werden. Diese Winkelverteilungen können auch durch eine einzige Exponentialverteilung modelliert werden. Stärker ausgeprägt ist diese Steigungsänderung allerdings für die Verteilungen der geladenen Fragmente, die bei der Bestrahlung von Patient Anton aufgezeichnet wurden. Der Patient Anton unterscheidet sich hauptsächlich durch den schmaleren Durchmesser seines Schädels von Berta und Clara. Die stärkere Abbremsung und Aufstreuung der geladenen Fragmente in den dickeren Gewebeschichten, die bei Berta und Clara noch von den geladenen Fragmenten durchdrungen werden müssen, kann somit die Angleichung der Steigungen erklären. Dafür spricht auch, daß bei allen Patienten ein starkes Abknicken der Winkelverteilung der Neutronen, die durch Absorption nur wenig

Tabelle 4.4: Parameter der zur Beschreibung der Winkelverteilungen aus der Tumorthherapie verwendeten Gauss- und Exponentialfunktionen.  $\sigma$  und  $A$  sind die Parameter der Gaussfunktion [Grad],  $a_1$  und  $b_1$  die Parameter der an die Meßwerte zwischen  $0^\circ$  und  $10^\circ$  angenäherten Exponentialfunktion. Die Exponentialfunktion für die Beschreibung der Werte zwischen  $10^\circ$  und  $30^\circ$  wird von  $a_2$  und  $b_2$  festgelegt.  $a_i$  ist in  $[1/({}^{12}\text{C}\cdot\text{msr})]$ ,  $b_i$  in  $[1/\text{Grad}]$  angegeben.

Gauss-Funktion:  $y = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\cdot\sigma} \cdot \exp(-\frac{\vartheta^2}{2\cdot\sigma^2})$ ; Exponentialfunktion:  $y = a_i \cdot \exp(-b_i \cdot \vartheta)$

		Gauss-Funktion		Exp.-Funktion ( $0^\circ$ – $10^\circ$ )		Exp.-Funktion ( $10^\circ$ – $30^\circ$ ( $60^\circ$ ))	
		Breite $\sigma$	Fläche $A$	$a_1$	$b_1$	$a_2$	$b_2$
Anton	Neutronen	3,76	$9,62\cdot 10^{-2}$	$1,25\cdot 10^{-2}$	-0,200	$2,61\cdot 10^{-3}$	-0,062
	Protonen	5,49	$3,86\cdot 10^{-2}$	$3,24\cdot 10^{-3}$	-0,133	$2,04\cdot 10^{-3}$	-0,105
	Wasserstoff	5,08	$6,52\cdot 10^{-2}$	$5,77\cdot 10^{-3}$	-0,141	$3,64\cdot 10^{-3}$	-0,118
	Helium	3,18	$6,54\cdot 10^{-2}$	$1,58\cdot 10^{-2}$	-0,375	$1,17\cdot 10^{-3}$	-0,250
Berta	Neutronen	3,82	$5,69\cdot 10^{-2}$	$6,43\cdot 10^{-3}$	-0,176	$2,55\cdot 10^{-3}$	-0,077
	Protonen	4,65	$3,01\cdot 10^{-2}$	$2,92\cdot 10^{-3}$	-0,156	–	–
	Wasserstoff	4,13	$4,54\cdot 10^{-2}$	$4,79\cdot 10^{-3}$	-0,158	–	–
	Helium	2,90	$3,71\cdot 10^{-2}$	$6,63\cdot 10^{-3}$	-0,373	–	–
Clara	Neutronen	3,82	$4,68\cdot 10^{-2}$	$5,17\cdot 10^{-3}$	-0,155	$2,50\cdot 10^{-3}$	-0,076
	Protonen	4,45	$2,43\cdot 10^{-2}$	$2,42\cdot 10^{-3}$	-0,150	$1,25\cdot 10^{-3}$	-0,096
	Wasserstoff	3,91	$4,05\cdot 10^{-2}$	$4,49\cdot 10^{-3}$	-0,163	$2,09\cdot 10^{-3}$	-0,103
	Helium	2,69	$3,29\cdot 10^{-2}$	$6,14\cdot 10^{-3}$	-0,382	$7,16\cdot 10^{-5}$	-0,131
Wasser- target	Neutronen	4,42	$2,38\cdot 10^{-2}$	$2,40\cdot 10^{-3}$	-0,117	$1,34\cdot 10^{-3}$	-0,068
	Protonen	6,74	$2,56\cdot 10^{-2}$	$1,60\cdot 10^{-3}$	-0,083	$1,78\cdot 10^{-3}$	-0,131
	Wasserstoff	6,50	$1,30\cdot 10^{-2}$	$3,65\cdot 10^{-3}$	-0,157	$2,93\cdot 10^{-3}$	-0,137
	Helium	3,09	$4,25\cdot 10^{-2}$	$1,07\cdot 10^{-2}$	-0,405	$4,52\cdot 10^{-3}$	0,339

beeinflusst werden, beobachtet werden konnte. Durch die Wechselwirkungen im Gewebe werden somit die Eigenschaften der Fragmente verdeckt, die Rückschlüsse auf deren Erzeugung im Fragmentationsprozeß zuließen.

Qualitativ verhalten sich die Breiten  $\sigma$  der Gauss-Verteilungen, die den Anteil der nach vorn fokussierten Fragmente beschreiben, wie bei den Messungen am Wassertarget zueinander: Die Breite der Neutronenverteilung liegt mit  $\sigma_n \approx 3,8^\circ$  zwischen denjenigen von Helium mit  $\sigma_{He} \approx 2,7^\circ$ – $3,2^\circ$  und denen der Wasserstofffragmente mit  $\sigma_H \approx 3,9^\circ$ – $5,1^\circ$ . Die Breiten der Neutronenverteilungen sind für alle drei Patienten nahezu identisch, die der geladenen Fragmente sind bei Patient Anton allerdings am größten. Dies ist insofern erstaunlich, als mit zunehmender Targetdicke eine größere Aufweitung der geladenen Fragment erwartet würde, bei Anton die Breite des Kopfes aber am geringsten war.

Gemeinsam ist allen in der Patientenbehandlung gemessenen Winkelverteilungen, daß sie nicht breiter — wie aufgrund der Strahlablenkung zu erwarten wäre — sondern schmäler als die hinter dem Wassertarget aufgezeichneten sind. Ein Vergleich der Winkelverteilungen mit denen, die hinter dem Wassertarget aufgezeichnet wurden, ist in Abbildung 4.16 gezeigt.

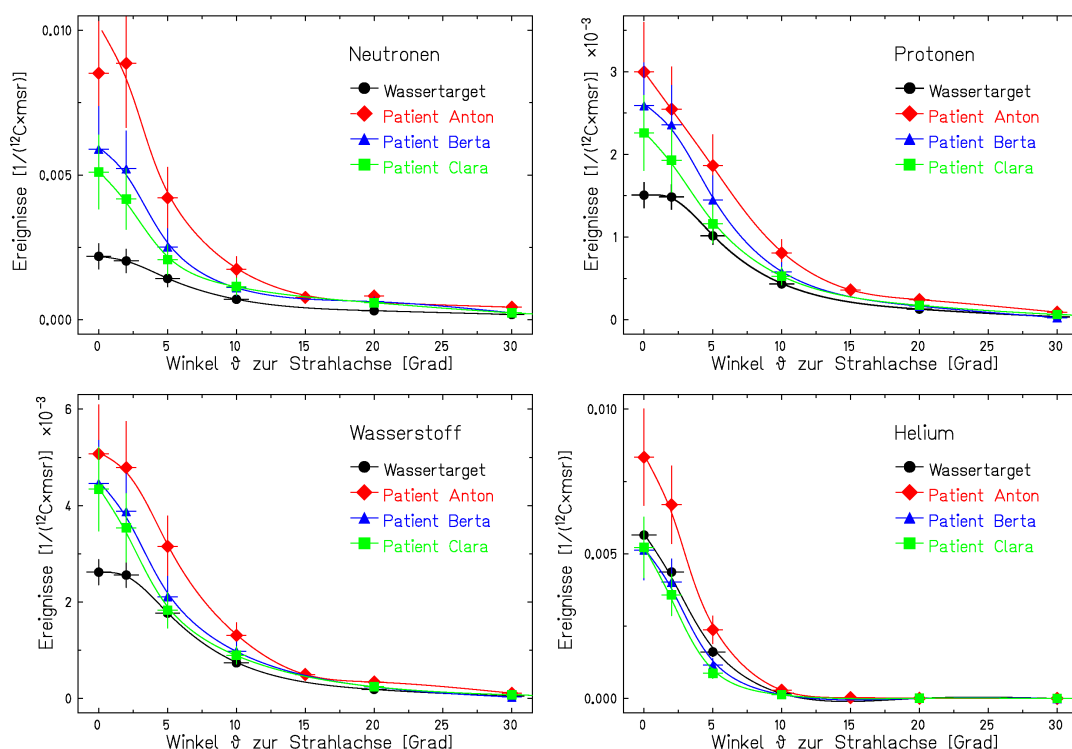


Abbildung 4.16: Vergleich der Winkelverteilungen der Neutronen, Protonen, Wasserstoff- und Heliumfragmente, die hinter dem Wassertarget und bei den Bestrahlungen der Patienten Anton, Berta und Clara aufgezeichnet wurden. Wie aufgrund der Lage der Tumore zu erwarten war, liegen die Winkelverteilungen von Anton (3,2 cm Gewebe hinter dem Tumor) deutlich oberhalb derjenigen der beiden anderen Patienten (je 6 cm Gewebe hinter dem Tumor). Die im Vergleich zu den Messungen hinter dem Wassertarget erhöhten Teilchenfluenzen in der Tumorthherapie beruhen auf den höheren Fragmentausbeuten, die durch  $^{12}\text{C}$ -Ionen höherer Strahlenergie erzeugt werden und somit das Teilchenfeld dominieren. Fragmente, die durch niederenergetische Primärionen gebildet werden, tragen nur wenig zum emittierten Teilchenfeld bei, da sie im Kopf des Patienten stark abgebremst und abgeschwächt werden.

Die Winkelverteilungen, die bei der Bestrahlung der drei Patienten gemessen wurden, liegen alle oberhalb derjenigen, die hinter dem Wasserphantom aufgezeichnet wurden. Aufgrund der niedrigen, nicht einheitlich festgelegten Nachweisschwelle bei der Bestrahlung von Patienten waren höhere Winkelverteilungen als am Wassertar-

get zu erwarten. Abgeschwächt wird dieser Unterschied jedoch durch die größeren Dicken des zu durchdringenden Gewebes, die zur Absorption vor allem geladener Fragmente führen. Da die Fluenz der Neutronen in Materie weniger abgeschwächt wird als diejenige der geladenen Fragmente, weicht diese noch stärker von der Winkelverteilung ab, die hinter dem Wassertarget gemessen wurde. Hinzu kommt, daß wie in Abschnitt 4.4.2 diskutiert, die gemittelte Neutroneneffizienz von  $(16 \pm 2) \%$  die energieabhängige Effizienz bei kleinen Winkeln unter- bei großen überschätzt.

#### 4.4.4 Energie–integrale Ausbeuten

Die Teilchenausbeuten werden wie in Abschnitt 3.2.6 beschrieben durch Extrapolation der Exponentialfunktion, die an die Meßwerte zwischen  $0^\circ$  und  $30^\circ$  (bzw.  $60^\circ$ ) angepaßt wurde, und anschließender Integration über den gesamten vorderen Halbraum berechnet. Die Ergebnisse sind für die drei ausgewerteten Patientenbestrahlungen in Tabelle 4.5 zusammengefaßt.

Tabelle 4.5: Ausbeuten im gesamten vorderen Halbraum für die Bestrahlungen der Patienten Anton, Berta und Clara. Zum Vergleich sind auch die Ausbeuten, die mit 200 AMeV  $^{12}\text{C}$ -Ionen im Wassertarget erzeugt und dahinter nachgewiesen wurden, angegeben (siehe auch Tabelle 3.3). Die Ausbeuten, die am Wassertarget gemessen wurden, wurden oberhalb einer Nachweisschwelle von 10 MeV ausgewertet. Für die Messungen bei der Patientenbestrahlung kann jedoch keine einheitlich Nachweisschwelle festgelegt werden. Die Meßfehler der Ausbeuten aus der Tumorthherapie betragen 25 %, diejenigen aus dem Wasserexperiment 20 % für Neutronen, für geladene Fragmente 15 %.

	Ausbeuten [1/Primärion]			
	Anton	Berta	Clara	Wasser-phantom
Neutronen	1,38	0,85	0,82	0,54
Protonen	0,39	0,23	0,28	0,20
Wasserstoff	0,57	0,36	0,40	0,31
Helium	0,19	0,11	0,12	0,13

Wie schon aus den Winkelverteilungen hervorging, sind die Ausbeuten, die bei der Bestrahlung der Patienten Berta und Clara gemessen wurden, innerhalb der Unsicherheiten identisch. Die von Patient Anton liegen rund 50 % höher. Da Anton, Berta und Clara mit vergleichbaren Energien bestrahlt wurden, ist der große Unterschied in den Ausbeuten der geladenen Teilchen hauptsächlich auf die geringere Absorption der Fragmente in der dünneren Gewebeschicht hinter dem Tumor zurückzuführen. Da Neutronen jedoch große freie nukleare Weglängen haben,

können die starken Abweichungen der Neutronenausbeuten zwischen Anton, Berta und Clara dadurch nicht vollständig erklärt werden.

Wie erwartet, liegen die Ausbeuten aller Fragmente, die bei der Patientenbestrahlung gemessen wurden, oberhalb von denjenigen, die hinter dem Wassertarget aufgezeichnet wurden, weil keine einheitliche Nachweisschwelle bei 10 MeV definiert werden konnte. Die bei den Bestrahlungen der Patienten bestimmten Ausbeuten enthalten folglich auch Ereignisse mit niedrigeren Energien.

Der Vergleich der Neutronenausbeuten bei den Bestrahlungen der Patienten mit denen des Wasserphantoms zeigt, daß bei der Patientenbestrahlung erheblich mehr Fragmente emittiert werden als aus dem mit 200 AMeV  $^{12}\text{C}$ -Ionen bestrahlten Wasserphantom. Die Ausbeuten der Neutronen liegen in der Tumorthherapie rund doppelt so hoch. Dies kann auch dadurch erklärt werden, daß anstelle der energieabhängigen Neutroneneffizienz nur die gemittelte verwendet werden konnte.

Die Ausbeuten der geladenen Teilchen, die bei den Bestrahlungen der Patienten Berta und Clara nachgewiesen wurden, entsprechen jedoch in etwa denjenigen, die hinter dem Wassertarget nachgewiesen wurden, weil ein großer Teil der geladenen Fragmente im Patienten selbst aufgrund der dicken, noch zu durchdringenden Gewebeschicht hinter dem Tumervolumen absorbiert wurde.

Die Winkelverteilungen wie auch die daraus berechneten Ausbeuten, die parallel zu Patientenbehandlungen aufgezeichnet wurden, sind somit vergleichbar mit den Messungen hinter dem Wassertarget. Die beobachteten Abweichungen — höhere Ausbeuten, erheblich größere Neutronen-Anteile und die schmaleren Winkelverteilungen — können durch die unterschiedlichen Strahlparameter, die biologischen Gegebenheiten und die verschiedenen Vorgehensweisen bei der Datenanalyse zumindest qualitativ erklärt werden. Außerdem konnte gezeigt werden, daß im Fall ähnlicher Bestrahlungspläne, wie bei den Patienten Berta und Clara, nahezu identische Winkelverteilungen und Ausbeuten gemessen wurden. Unterschiede in der individuellen Anatomie scheinen somit nur geringen Einfluß auf die Fragmentverteilungen zu haben. Nicht zu vernachlässigen sind hingegen die Auswirkungen der Gewebedicke, die hinter dem Tumervolumen noch von den Fragmenten durchdrungen werden muß. Sie beeinflußt vor allem die absoluten Ausbeuten, wie sich aus dem Vergleich der Patienten Berta und Clara mit Anton ergab: gerade geladene Fragmente werden durch größere Gewebedicken erheblich abgeschwächt.

Die hier am Beispiel von drei Patienten diskutierten Ergebnisse bezüglich der Winkelverteilungen und Fragmentausbeuten, die bei der Tumorthherapie aufgezeichnet wurden, ermöglichen nun die Verifikation des Fragmentationsmodells der Bestrahlungsplanung anhand realer Daten. Darüberhinaus konnte aber auch gezeigt werden, daß die Bestrahlung einer Tumorschicht mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen der Energie 200 AMeV gut durch die Messungen am Wasserphantom approximiert werden kann. Besonders gilt dies für Neutronen, die durch Absorption in Materie nur wenig abgeschwächt

werden und somit kaum durch unterschiedliche Gewebedicken beeinflusst werden. Außerdem konnte die Abhängigkeit der Fragmentausbeuten sowie ihrer Energie von der Energie der  $^{12}\text{C}$ -Ionen durch Protokollierung der Strahlparameter untersucht werden. Anhand dieser Daten war es möglich, die im Vergleich zum Wassertarget hohen Fragmentausbeuten und die Unterschiede in der Zusammensetzung des emittierten Teilchenfeldes zu erklären.



# Kapitel 5

## Fragmentmessungen an schweren Targets

Die Erzeugung von Neutronen und leichten Teilchen durch Fragmentierung relativistischer  $^{12}\text{C}$ - und  $^{238}\text{U}$ -Ionen in dicken Graphit- und Eisentargets wurde — koordiniert von der Abteilung für Strahlenschutz — in Zusammenarbeit mit der LAND-Gruppe der Kernphysik am Experimentplatz Cave B der GSI untersucht. Ziel der Messungen war es, an einem Phantomtarget die Energie- und Winkelverteilungen von Neutronen zu bestimmen, die beispielsweise beim Abstoppen hochenergetischer Projektilionen in Strahlführungselementen gebildet werden. Diese Daten werden an der GSI benötigt, um die Abschirmung der neuen Beschleunigeranlage — des sogenannten Zukunftsprojekts — zu entwerfen. Experimentelle Daten zur Neutronenproduktion durch sehr schwere, relativistische Ionen in dicken Targets existierten bisher nicht.  $^{93}\text{Nb}$  und  $^{131}\text{Xe}$  mit 435 bzw. 400 AMeV waren die schwersten,  $^{28}\text{Si}$  mit 800 AMeV die schnellsten Projektilionen, die bisher für experimentelle Untersuchungen verwendet wurden [Hei98, Kur00].

Im Vordergrund stand deshalb die Bestimmung der Ausbeuten von Neutronen und leichten, geladenen Fragmenten, die durch  $^{238}\text{U}$ -Ionen mit 1 AGeV Energie beim Abstoppen in 20 cm Eisen erzeugt werden. Untersucht wurden auch leichte Fragmente, die aus demselben Eisentarget bei Bestrahlung mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen derselben spezifischen Energie emittiert wurden. Die Verwendung eines  $^{12}\text{C}$ -Strahls für diese Messung ist nicht nur für die Abschirmung von Beschleunigeranlagen sondern auch für die von bemannten Raumstationen von Interesse, da  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit Energien von einigen 100 AMeV bis zu mehreren AGeV ein wichtiger Bestandteil der kosmischen Strahlung sind [Wil91]. Außerdem konnte die Neutronen- und Fragmentproduktion hinter einem 20 cm dicken Graphittarget gemessen werden, in dem  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 400 AMeV Energie abgestoppt wurden. Die Neutronenproduktion in solch einem Target war mit denselben Strahlparametern schon von Kurosawa et al. untersucht worden [Kur99a]. Die Wiederholung dieser Messung sollte zeigen, ob die Neutronenenergiespektren mit dem hier verwendeten Detektorsystem reproduziert werden können. Untersucht wurden auch die Energie- und Winkelverteilungen der geladenen Fragmente, die bei Kurosawa et al. nicht aufgezeichnet wurden. Da



Kohlenstoff (hier in der Form von Graphit) auch ein wichtiger Bestandteil des Gewebes ist und  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit bis zu 430 AMeV in der Schwerionentherapie eingesetzt werden, kann aufgrund dieser Messung auch die Produktion von Neutronen und geladenen Fragmenten bei der Bestrahlung von Patienten mit 400 AMeV Primärionen abgeschätzt werden.

Da der Schwerpunkt der drei Messungen auf dem Nachweis von Neutronen im vorderen Halbraum lag, war das in Kapitel 2 beschriebene  $\Delta\text{E}$ -E-Teleskop aufgrund seiner hohen Neutroneneffizienz und seiner Mobilität sehr gut als Detektorsystem geeignet. Zusätzlich zu diesen zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$  durchgeführten Messungen wurden die emittierten Fragmente im Winkelbereich zwischen  $-1^\circ$  und  $+15^\circ$  mit dem Large-Area-Neutron-Detector (LAND) registriert. Durch die parallele Verwendung beider Detektorsysteme bot sich die Gelegenheit, die mit dem  $\Delta\text{E}$ -E-Teleskop aufgezeichneten Energie- und Winkelverteilungen mit denen des LAND zu vergleichen, der Neutronen oberhalb von 100 MeV mit einer Effizienz von fast 100 % nachweist. Aufzeichnung und Auswertung der Daten des LAND wurde von der LAND-Gruppe der Kernphysik vorgenommen. Die Analyse der Daten ist zurzeit aufgrund der Komplexität des Detektorsystems noch nicht abgeschlossen, weshalb hier noch kein Vergleich beider Datensätze gezeigt werden kann.

## 5.1 Aufbau

Der Experimentplatz Cave B liegt in der neuen Targethalle der GSI. Wie in Cave A können dort Schwerionenstrahlen mit Energien bis zu 2 AGeV, die im Schwerionensynchrotron SIS-18 beschleunigt wurden, untersucht werden. Cave B ist ausgestattet mit verschiedenen, fest installierten Detektoren zur Erforschung von Schwerionenkollisionen (FOPI, LAND) sowie dem Dipolmagneten A-Large-Dipol-Magnet (ALADIN), mit dem geladene Teilchen von der Strahlachse abgelenkt werden können. In Cave B konnte außerdem dank der großen Länge der Experimentierhalle eine verglichen mit Cave A verbesserte Auflösung der Flugzeitmessung erzielt werden. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 5.1 in Aufsicht skizziert.

Die  $^{12}\text{C}$ - und  $^{238}\text{U}$ -Ionen wurden, um die Detektoren gleichmäßig auszulasten, in Pulsen von 8 s Länge aus dem SIS-18 extrahiert und zu Cave B geleitet. Nachdem die Ionen das Strahlrohr verlassen und den ausgeschalteten ALADIN passiert hatten, wurden die Primärteilchen in einem 1 mm dicken Szintillator aus NE102 gezählt und deren Position ermittelt. Seine Signale starteten die Flugzeitmessung des  $\Delta\text{E}$ -E-Teleskops und des LAND. Das Target stand 31,7 cm hinter dem Start-Szintillator auf einem Stativ — um die Messung nicht durch im umgebenden Material gestreute Neutronen zu verfälschen. Das Graphit- und das Eisentarget waren 20 cm lang und hatten eine Fläche von je  $10\text{ cm} \cdot 10\text{ cm}$ .  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 400 AMeV wurden im Graphittarget in 13,97 cm Tiefe abgestoppt, mit 1 AGeV in Eisen in 19,39 cm Tiefe, d. h. erst kurz vor dem Targetende.  $^{238}\text{U}$ -Ionen haben dagegen in Eisen nur eine

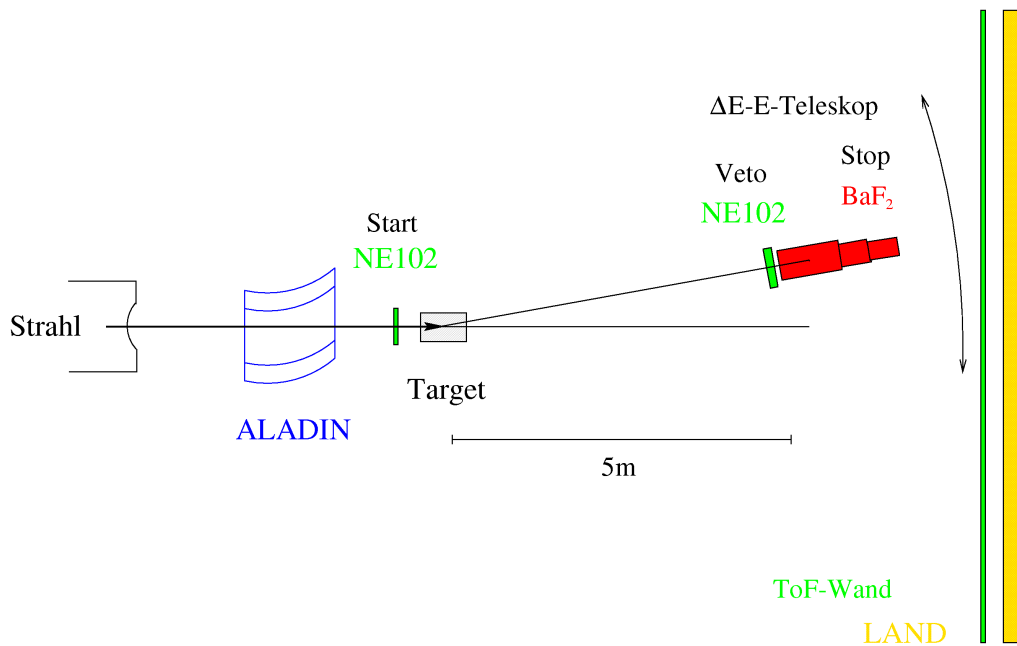


Abbildung 5.1: Anordnung der für die Untersuchung der Produktion leichter Fragmente in schweren Targets verwendeten Detektoren in Aufsicht. Mit dem  $\Delta E$ - $E$ -Teleskop wurden Messungen zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$  durchgeführt, der LAND deckte Winkel zwischen  $-8^\circ$  und  $+8^\circ$  (oder  $-1^\circ$  und  $+15^\circ$ ) ab. Das Target befand sich meist hinter dem Dipolmagneten ALADIN, wurde jedoch für einzelne Messungen auch vor ihm positioniert, um die geladenen Fragmente ablenken zu können und nur neutrale Teilchen nachzuweisen.

Reichweite von 1,56 cm, die von Primärionen erzeugten Fragmente müssen somit noch mindestens 18,44 cm Eisen durchdringen. Die Primärionen wurden also in allen Targets abgestoppt, die Targetdicke hinter dem Bragg-Peak der Strahlteilchen unterschied sich jedoch stark.

Der Abstand der vorderen Kante des BaF<sub>2</sub>-Szintillators von der Mitte des Targets betrug 4,91 m bei allen Messungen zwischen  $0^\circ$  und  $50^\circ$ . Bei  $90^\circ$  wurde er auf 3,7 m reduziert. Größere Abstände, die zu einer weiteren Verbesserung der Flugzeitauflösung geführt hätten, wären prinzipiell möglich gewesen, hätten aber zu Konflikten mit der Position des LAND geführt und außerdem den Anteil der an den Wänden zurückgestreuten Neutronen, die das  $\Delta E$ - $E$ -Teleskop erreichen könnten, erhöht. Zwischen  $0^\circ$  und  $50^\circ$  stand das Teleskop 4 m von den rückwärtigen Wänden entfernt, bei  $90^\circ$  konnten nur 1,5 m Abstand realisiert werden.

Der LAND hat eine aktive Fläche von  $2\text{ m} \cdot 2\text{ m}$ , die aus mehreren Ebenen gekreuzter, 10 cm breiter, 2 m langer Szintillatordetektoren besteht. Seine Effizienz für Neutronen mit Energien von 1 GeV beträgt nahezu 100 %. Diese Effizienz wird durch abwechselnde Schichtung der Paddel aus 5 mm dicken Eisen- und Szintillatorblättern

erreicht [Bla92]. Der LAND stand senkrecht zur Strahlachse und war 7 m vom Targetmittelpunkt entfernt. Er deckte Winkel zwischen  $-1^\circ$  und  $+15^\circ$  oder von  $-8^\circ$  bis  $+8^\circ$  ab. Geladene Teilchen wurden mit einer ebenso großen, aus 5 mm dicken Szintillatorstreifen bestehenden sogenannten Flugzeitwand nachgewiesen, die etwa 1 m vor dem LAND positioniert wurde. Ihre Signale entsprechen den Energieverlusten der geladenen Teilchen und geben deren Positionen und Flugzeiten an, wodurch diese Ereignisse im LAND diskriminiert werden können.

Mit dem  $^{12}\text{C}$ -Strahl der Energie 400 AMeV wurden auch Messungen durchgeführt, bei denen das Graphittarget und der davor positionierte Start-Detektor vor dem Dipolmagneten ALADIN installiert wurden. Mit ALADIN konnten somit alle geladenen Fragmente, die aus dem Target in Vorwärtsrichtung emittiert wurden, von der Strahlachse abgelenkt werden. Zum Vergleich wurden zwei Messungen durchgeführt, bei denen das  $\Delta E$ -E-Teleskop jeweils auf der Strahlachse stand: eine mit ausgeschaltetem ALADIN, eine mit eingeschaltetem. Dadurch konnte die Separation der Neutronen von den geladenen Fragmenten experimentell verifiziert werden und es konnte die Erzeugung von Rückstoßprotonen im wasserstoffreichen Material des Veto-Detektors durch Bestrahlung mit Neutronen untersucht werden. Da Rückstoßprotonen hoher Energie auch im  $\text{BaF}_2$ -Szintillator nachgewiesen werden und somit Auswirkungen auf die Neutroneneffizienz bzw. Separation der Neutronen haben, wurden die Ergebnisse dieser Messungen in Abschnitt 2.5.2 diskutiert und mit Monte-Carlo-Simulationen verglichen.

## Datenaufnahme

Zur Aufzeichnung der hinter schweren Targets gemessenen Fragmentdaten wurde das in Abschnitt 3.1.2 beschriebene Datenaufnahmesystem übernommen, das für die Messungen am Wassertarget konzipiert wurde. Es unterschied sich nur insofern, als der Meßbereich des Time-to-Digital-Converters (TDC) wegen der längeren Flugstrecken von 100 auf 200 ns erhöht und das Dynodensignal des  $\text{BaF}_2$ -Szintillators wegen der größeren Impulshöhen der Signale stärker abgeschwächt wurde.

## 5.2 Datenanalyse

Auch die Vorgehensweise bei der Auswertung der Daten entsprach prinzipiell derjenigen, die zur Analyse der hinter dem Wassertarget aufgezeichneten Daten angewandt wurde. Die Unterschiede, die im wesentlichen auf den höheren Strahlenergien und den verschiedenen Targetmaterialien beruhen, werden im folgenden erläutert.

### Identifikation der Fragmente

Zur Identifikation und Trennung der Fragmente wurden, wie bei der Analyse der Wassertargetdaten (Abschnitt 3.2.1), zweidimensionale  $\Delta E$ - $E$ -Diagramme verwendet. Neutrale Teilchen, die im Veto-Detektor keine Energie verlieren, im  $\text{BaF}_2$ -Szintillator aber nachgewiesen werden, erscheinen im  $\Delta E$ - $E$ -Diagramm somit als waagrechte Linie bei  $\Delta E=0$ . Geladene Fragmente, die einen von ihrer Energie und Kernladung abhängigen Energieverlust im Veto-Detektor erleiden, können im letzteren nach Elementen getrennt werden. Werden die geladenen Teilchen im  $\text{BaF}_2$ -Kristall abgestoppt, geben sie ihre gesamte Energie ab. Da die Gesamtenergie proportional zur Masse der Fragmente ist, können Teilchen durch die Korrelation beider Informationen sogar nach Isotopen getrennt werden. Sind die Energien der Fragmente jedoch so groß, daß sie den Kristall durchdringen, wird auch im  $\text{BaF}_2$ -Szintillator nur ihr Energieverlust registriert, die Möglichkeit der Isotopenseparation geht verloren. Dieser Effekt konnte bei den Messungen mit Primärionen der Energie 400 AMeV und 1 AGeV beobachtet werden, deren bei  $0^\circ$  aufgenommene  $\Delta E$ - $E$ -Diagramme in Abbildung 5.2 mit demjenigen einer Messung mit 200 AMeV Strahlenergie verglichen werden. Während bei 200 AMeV Energie der Primärionen die erzeugten Fragmente im  $\text{BaF}_2$ -Kristall noch vollständig abgestoppt werden und somit nach Isotopen getrennt werden können, durchdringt bei 400 AMeV Strahlenergie schon ein Teil der Wasserstofffragmente den Kristall, bei 1 AGeV Strahlenergie werden nur noch wenige Fragmente abgestoppt. Anstelle der gekrümmten Linien (ausführliche Erklärung in Abbildung 3.6) erscheint im  $\Delta E$ - $E$ -Diagramm dann nur noch ein „Fleck“, der der Korrelation der Energieverluste im Veto- und im  $\text{BaF}_2$ -Detektor entspricht. Das wurde auch erwartet, da in einem  $\text{BaF}_2$ -Kristall mit 14 cm Länge, wie er hier verwendet wurde, nur Protonen mit Energien unterhalb von 264 AMeV, Deuteronen von 175 AMeV, Tritonen von 138 AMeV,  $^3\text{He}$  von 316 AMeV und  $^4\text{He}$  von 266 AMeV abgestoppt werden können.

### Flugzeitmessung

Kalibriert wurden die Flugzeitspektren — wie bei den Messungen am Wassertarget — mit der Position des Photonenpeaks im Flugzeitspektrum der neutralen Teilchen. Aufgrund dieser Spektren ist es auch möglich, die Neutronen von den ebenfalls im Target erzeugten Photonen zu separieren.

### Energieberechnung aus der Flugzeit

Entsprechend der in Abschnitt 3.2.4 beschriebenen Vorgehensweise wurde auch die Energie der in den schweren Targets erzeugten Fragmente aus deren Flugzeiten bestimmt. Die Neutronenenergie ergibt sich aus Gleichung 3.3 unter Berücksichtigung der jeweiligen Flugstrecken  $l$  und der gemessenen Flugzeiten  $t$  der Neutronen. Die Energieauflösung, die von der konstanten Auflösung der Flugzeitmessung mit

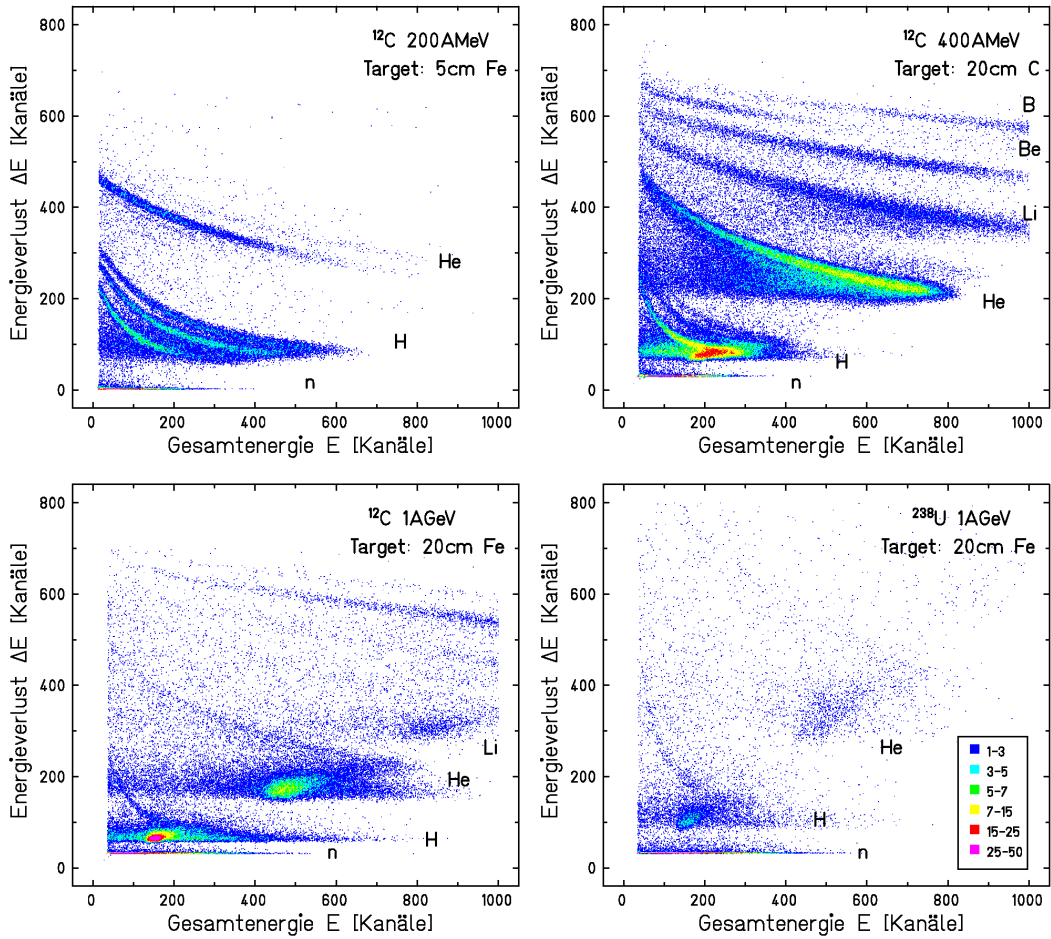


Abbildung 5.2:  $\Delta E$ - $E$ -Diagramme von Fragmenten, die durch Primärionen mit 200 AMeV, 400 AMeV und 1 AGeV erzeugt wurden. In allen Spektren können die neutralen Ereignisse (mit „n“ gekennzeichnet) eindeutig zugeordnet werden. Bei 200 AMeV Projektilenergie können die Isotope noch gut identifiziert und getrennt werden, ab 400 AMeV werden nicht mehr alle Fragmente im  $\text{BaF}_2$ -Kristall gestoppt und die Separation nach Isotopen geht verloren. Alle  $\Delta E$ - $E$ -Diagramme wurden auf der Strahlachse hinter den entsprechenden Targets aufgezeichnet.

$\Delta t=0,8\text{ ns}$  abhängt, wurde mit Gleichung 3.4 berechnet und ist in Abbildung 3.11 mit derjenigen verglichen, die bei den Messungen am Wassertarget erreicht wurde. Aufgrund der längeren Flugstrecke in Cave B beträgt sie für Neutronen mit 200 AMeV 7 %, mit 500 AMeV 14 % und mit 1 AGeV 26 %. Zur Bestimmung der Energie der geladenen Fragmente aus deren Flugzeit mußte ihr jeweiliger Energieverlust im Targetmaterial, in der Luft und in den Materialien des  $\Delta E$ - $E$ -Teleskops berücksichtigt werden. Dies wurde durch Berechnung der Flugzeiten in 20-AMeV-Schritten mit dem Energieverlustprogramm ATIMA ermöglicht. Die auf diesen

Rechnungen beruhenden Energie–Flugzeit–Korrelationen sind in Anhang C.0.2 angegeben.

Korrigiert wurden die Energiespektren auf die Totzeit, deren Anteil an der Meßzeit auch bei kleinen Winkeln nicht über 25 % betrug. Normiert wurden sie auf die Anzahl der Primärionen und den Öffnungswinkel.

### **Bestimmung der Winkelverteilungen und der Ausbeuten**

Die Winkelverteilungen wurden wie bei den Messungen am Wassertarget durch Integration der Energiespektren ermittelt. Wegen des großen abzudeckenden Energiebereichs konnten jedoch nur Energien oberhalb von 25 MeV einbezogen werden. Die Winkelverteilungen wurden, wenn möglich nach Isotopen getrennt, durch zwei Exponentialfunktionen beschrieben. Da bei der Untersuchung der Fragmentation in Graphit– und Eisentargets auch Messungen bei 50° und 90° durchgeführt wurden, entfiel die Extrapolation der Daten bis 90°. Die Integration der Exponentialfunktionen über den vorderen Halbraum lieferte die Ausbeute des jeweiligen Fragments pro einfallendem Primärion (siehe auch Abschnitte 3.2.5 und 3.2.6).

## **5.3 Resultate**

Die Energiespektren, Winkelverteilungen und Ausbeuten der in Cave B durchgeführten Messungen werden im folgenden — aufgrund der unterschiedlichen Intentionen der Experimente — in zwei Abschnitten diskutiert: Im ersten wird die Bestrahlung von Graphit mit  $^{12}\text{C}$ –Ionen der Energie 400 AMeV erläutert, die die Reproduzierbarkeit einer Messung von Kurosawa et al. mit unserem Detektorsystem zeigt. Im zweiten Abschnitt werden die Ergebnisse der Fragmentmessungen miteinander verglichen, bei denen  $^{12}\text{C}$ – und  $^{238}\text{U}$ –Ionen mit 1 AGeV in Eisen abgestoppt wurden. Diese Messungen sind von großem Interesse für die Berechnung von Abschirmungen für Schwerionenbeschleuniger und Raumstationen.

### **5.3.1 400 AMeV $^{12}\text{C}$ –Ionen auf Graphit**

Die Fragmente, die beim Abstoppen von  $^{12}\text{C}$ –Ionen mit 400 AMeV aus einem 20 cm dicken Graphittarget emittiert werden, können im  $\Delta E$ – $E$ –Diagramm nach Isotopen getrennt und einzeln analysiert werden.

#### **Energieverteilungen**

Aus den Flugzeiten der Neutronen wurden, nach der Diskriminierung der Photonen, die Energiespektren berechnet, die in Abbildung 5.3 dargestellt sind. Sie sind denen, die am Wassertarget gemessen wurden, sehr ähnlich: Bei 0° und bei 7,5° kann auch hier ein breites Maximum der Neutronenhäufigkeit bei etwa der halben

Strahlenergie beobachtet werden. Bei  $15^\circ$  ist es zu niedrigeren Energien verschoben und weit weniger stark ausgeprägt. Zu größeren Winkeln hin fallen die Spektren exponentiell mit steigender Energie ab. Diese Form der Energieverteilungen in Abhängigkeit des Emissionswinkels gibt Hinweise auf die Erzeugung der Neutronen im Fragmentierungsprozeß, wie in Kapitel 3 ausführlich diskutiert wurde.

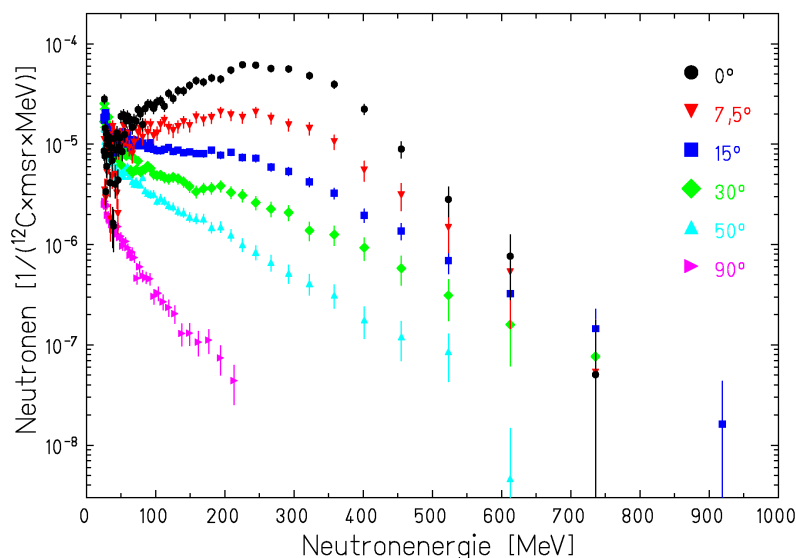


Abbildung 5.3: Neutronenenergiespektren, die hinter einem 20 cm dicken Graphittarget, in dem  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 400 AMeV abgestoppt wurden, bei Winkeln zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$  aufgezeichnet wurden. Die Spektren sind auf die Anzahl der Primärionen, den Öffnungswinkel und die Breite der Energiebins normiert, die sich aus der Auflösung der Flugzeit ergeben.

### Vergleich mit den Neutronenenergiespektren Kurosawas et al.

Da mit dieser Messung die Reproduzierbarkeit von Experimenten Kurosawas et al. [Kur99a] mit unserem  $\Delta E$ - $E$ -Teleskop überprüft werden sollte, wurden die Messungen bei denselben Winkeln zur Strahlachse durchgeführt. Einzige Ausnahme war der  $60^\circ$ -Winkel, der in Cave B durch eine Messung bei  $50^\circ$  ersetzt wurde. Bei  $60^\circ$  hätte das  $\Delta E$ - $E$ -Teleskop zu nah an der seitlichen Betonabschirmung positioniert werden müssen.

Die Neutronenenergiespektren Kurosawas et al. sind in Abbildung 5.4 mit denen, die in Cave B gemessen wurden, verglichen. Insgesamt konnte bei allen Winkeln im ganzen Energiebereich eine sehr gute Übereinstimmung erzielt werden. Bei  $0^\circ$  und  $7,5^\circ$  wurden die Spektren zwischen 25 und 150 MeV exakt reproduziert, das Maximum bei  $0^\circ$  fällt bei Kurosawa et al. allerdings etwas stärker aus, liegt aber noch im

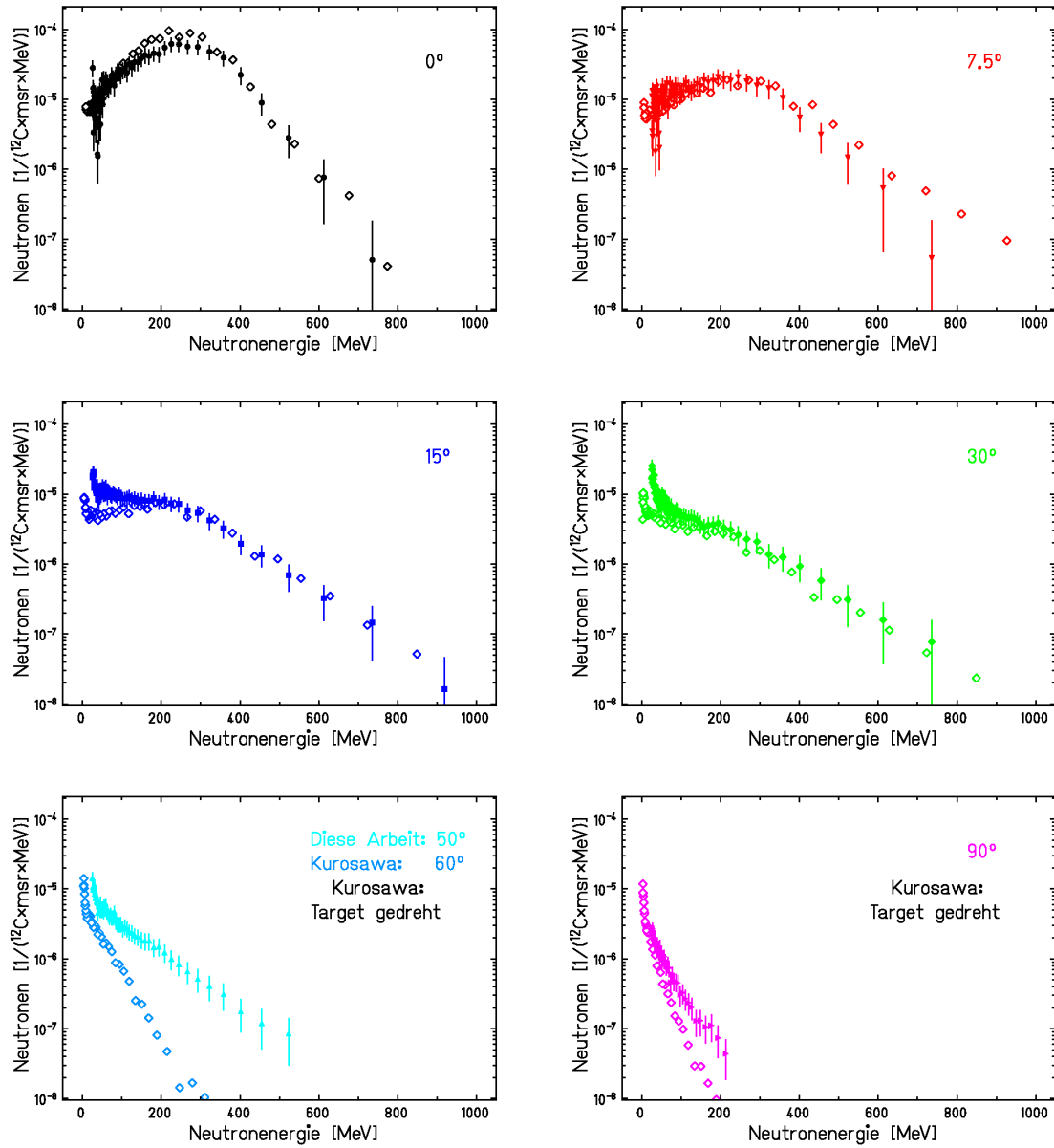


Abbildung 5.4: Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Spektren mit denen Kurosawas et al.. In beiden Messungen wurde die Neutronenemission auf der strahlabgewandten Seite eines 20 cm dicken Graphittargets untersucht, in dem  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 400 AMeV Energie abgestoppt wurden. Die offenen Symbole geben die Ergebnisse von Kurosawa et al. wieder, die ausgefüllten Symbole die Ergebnisse unsere Messungen. Die Daten Kurosawas et al. haben einen systematischen Fehler von 14 % (nicht eingezeichnet), die Fehlerbalken unserer Messung enthalten statistische und systematische Fehler.



Bereich der Meßfehler (Kurosawa gibt systematische Fehler von 15 % an). Bei  $7,5^\circ$  konnten ab 400 MeV erhebliche Abweichungen festgestellt werden — Kurosawa et al. beobachteten größere Beiträge hochenergetischer Neutronen. Dies konnte von unseren Messungen nicht bestätigt werden und wurde auch aufgrund der Ergebnisse am Wassertarget und des Vergleichs mit den Messungen bei  $0^\circ$  und  $15^\circ$  nicht erwartet. Oberhalb von 50 MeV sind im Bereich der Meßfehler die Spektren bei  $15^\circ$  und bei  $30^\circ$  nahezu mit denen Kurosawas et al. identisch. Die Abweichungen unterhalb von 50 MeV können auf der Ungenauigkeit der Neutroneneffizienzkurve des  $\text{BaF}_2$ -Detektors, die unterhalb von 45 MeV nur extrapoliert wurde, oder auf zu großen Korrekturen des Untergrunds bei Kurosawa et al. beruhen<sup>1</sup>. Die Energiespektren bei  $50^\circ$  und  $60^\circ$  sind wegen der unterschiedlichen Meßwinkel schwierig zu vergleichen. Hinzu kommt, daß bei Kurosawa et al. das Target für die Messungen bei großen Winkeln um  $45^\circ$  gedreht wurde — effektiv betrug die Targetdicke somit 19,32 cm für die Messung bei  $60^\circ$  und 7,07 cm bei einem Emissionswinkel von  $90^\circ$ . Diese Drehung des Targets konnte in Cave B wegen der Parallelmessung mit dem LAND nicht durchgeführt werden. Die effektiven Targetdicken entsprachen von der Mittelachse des Targets aus bei unseren Messungen somit nur 6,53 cm bei einem Winkel zur Strahlachse von  $50^\circ$  und 5 cm bei  $90^\circ$ . Die beobachtete Abweichung von den Daten Kurosawas et al. bei  $50^\circ$  bzw.  $60^\circ$  und bei  $90^\circ$  kann folglich durch die geringere Abschwächung der Neutronenfluenz im effektiv dünneren Target in Cave B erklärt werden.

Die insgesamt gute Übereinstimmung mit den Daten Kurosawas et al., die aus Messungen mit NE213-Flüssigszintillations-Detektoren erhalten wurden, ist auch eine Bestätigung für die in Kapitel 2 beschriebene Bestimmung der Neutroneneffizienz für den hier verwendeten  $\text{BaF}_2$ -Szintillator.

### Energieverteilung geladener Fragmente

Über die Messungen von Kurosawa et al. hinaus wurden mit dem  $\Delta E$ -E-Teleskop aber auch die Energieverteilungen geladener Fragmente aufgezeichnet, die aus dem Graphittarget emittiert werden. Sie sind in Abbildung 5.5 für die Winkel  $0^\circ$ ,  $15^\circ$  und  $50^\circ$  getrennt nach Isotopen wiedergegeben.

Bei allen Winkeln stellen Neutronen und Protonen — wie bei den Energiespektren geladener Teilchen, die hinter dem Wassertarget gemessen wurden (Abbildung 3.17) — den größten Anteil des Teilchenfeldes. Die Beiträge der schwereren Fragmente liegen schon bei  $0^\circ$  etwa eine Größenordnung unterhalb der Verteilungen der Neutronen und Protonen. Mit steigendem Winkel nimmt ihre Anzahl stärker als diejenige der Neutronen und der Protonen ab. Auch die Energieverteilung der Protonen, de-

<sup>1</sup>Kurosawa et al. verwendeten nur den NE213-Szintillator als Triggerdetektor, weshalb bei ihnen Untergrundkorrekturen nötig sind, die besonders im niederenergetischen Bereich auftreten. Bei unseren Messungen entfallen diese Korrekturen, weil Start- und  $\text{BaF}_2$ -Szintillator das Triggersignal in Koinzidenz erzeugen.

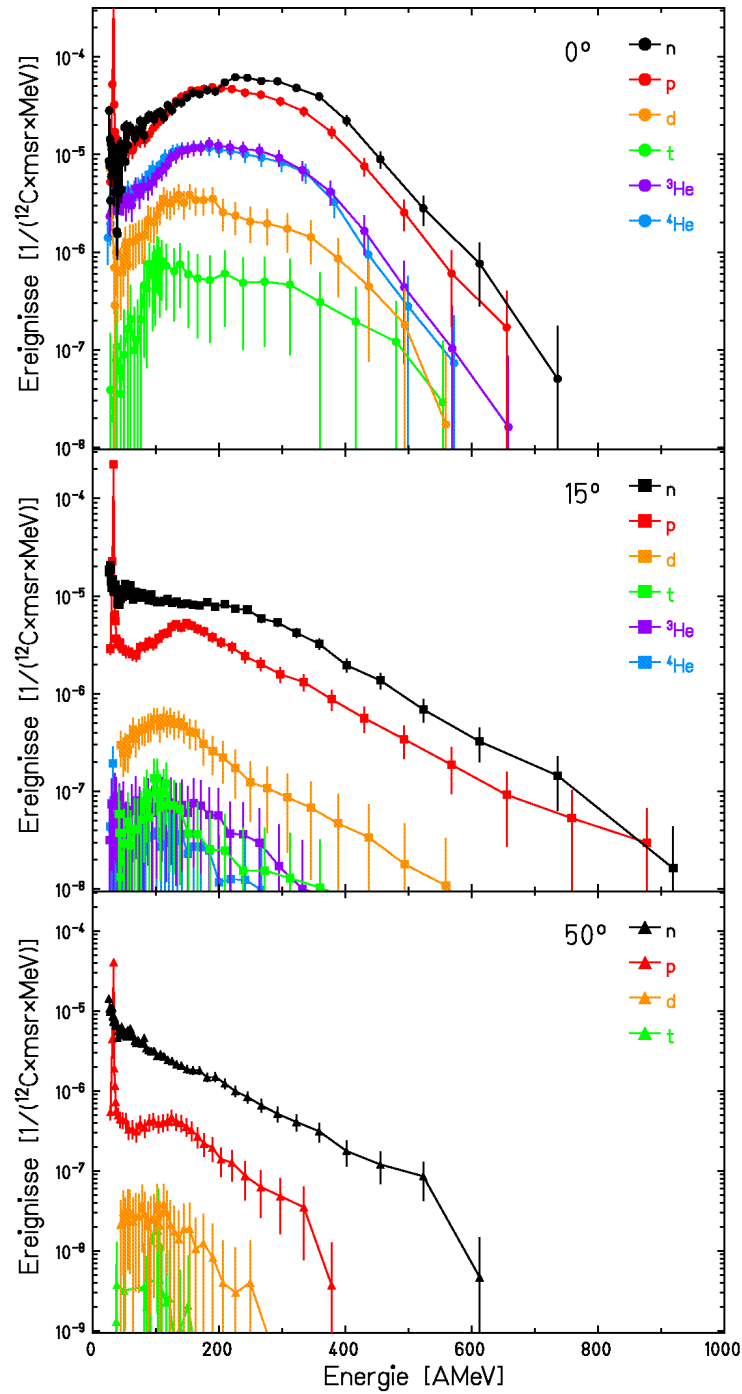


Abbildung 5.5: Energieverteilungen der leichten Fragmente (Neutronen, Protonen, Deuteronen, Tritonen,  $^3\text{He}$  und  $^4\text{He}$ ), die bei  $0^\circ$ ,  $15^\circ$  und  $50^\circ$  hinter dem mit 400 AMeV  $^{12}\text{C}$ -Ionen bestrahlten Graphittarget nachgewiesen wurden. Die Datenpunkte wurden der besseren Sichtbarkeit halber mit Linien verbunden.

ren Form derjenigen der Neutronen sehr ähnlich ist — wie aus dem Verhalten von Protonen und Neutronen gegenüber der starken Wechselwirkung auch zu erwarten ist — sinkt mit zunehmendem Winkel im Vergleich zum Energiespektrum der Neutronen. Die Abnahme der Anzahl der geladenen Fragmente mit steigendem Emissionswinkel beruht auf dem stark vorwärts fokussierten Fragmentierungsprozeß und auf der sinkenden Energie der Fragmente. Da bei größeren Winkeln überwiegend Fragmente auftreten, die durch Evaporation aus dem Feuerball entstanden sind, sind ihre Energien niedriger als diejenigen, die durch Projektilabrasion gebildet wurden. Diese Fragmente werden deshalb im Target durch elektronische Wechselwirkungen stärker abgelenkt und abgebremst als höherenergetischere Fragmente. Die daraus resultierende Verschiebung des Schwerpunkts der Energieverteilungen zu niedrigeren Energien mit zunehmendem Emissionswinkel geht auch aus Abbildung 5.5 hervor. Schwerere Fragmente, wie die Isotope des Heliums, aber auch Deuteronen und Tritonen tragen bei großen Winkeln fast nicht mehr zum Teilchenfeld bei. Sie entstehen vorwiegend durch Projektilabrasion und werden beim Transport durch das Targetmaterial wegen ihrer großen Masse wenig aufgestreut. Der Anteil der geladenen Fragmente, die aus dem Graphittarget emittiert wurden, ist — aufgrund der Targetdicke hinter dem Ende der Reichweite der  $^{12}\text{C}$ -Ionen — wesentlich geringer als der außerhalb des Wassertargets nachgewiesene. Fragmente, die vorwiegend entlang der Reichweite des Primärions entstehen, müssen im Graphittarget mindestens noch 6 cm bis zum Targetende ( $\rho_{\text{Graphit}}=1,77 \text{ g/cm}^3$ ) zurücklegen, im Wassertarget nur mindestens 4,2 cm ( $\rho_{\text{Wasser}}=1 \text{ g/cm}^3$ ). Im Vergleich zu den Neutronenfluenzen sind die Fluenzen der geladenen Teilchen hinter dem Graphittarget deshalb kleiner als hinter dem Wassertarget.

### Winkelverteilungen der Fragmente

Die Winkelverteilungen aller Fragmente wurden durch Integration der zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$  gemessenen Energiespektren oberhalb von 25 MeV bestimmt. Sie sind nach Isotopen getrennt in Abbildung 5.6 dargestellt.

Am häufigsten wurden im gesamten Winkelbereich Neutronen, an zweiter Stelle Protonen nachgewiesen. Heliumionen tragen zwischen  $0^\circ$  und  $7,5^\circ$  erheblich zum Teilchenfeld bei. Der Anteil der Deuteronen und Tritonen ist dagegen selbst bei kleinen Winkeln vergleichsweise gering. Bei größeren Winkeln ist der Beitrag der schwereren Fragmente sehr klein, bei  $90^\circ$  konnten keine aus mehreren Nukleonen bestehenden Fragmente mehr nachgewiesen werden.

Die absolute Anzahl nachgewiesener Neutronen und Protonen liegt rund eine Größenordnung oberhalb derer, die hinter dem mit 200 AMeV  $^{12}\text{C}$ -Ionen bestrahlten Wassertarget gemessen wurden. Die Anzahl der Heliumionen ist nur etwa doppelt so hoch. Das Verhältnis der Neutronen zu den Protonen ist vergleichbar mit den Messungen am Wassertarget, sehr viel geringer ist aber selbst bei kleinen Winkeln der Anteil der Heliumionen, die hinter dem mit 400 AMeV  $^{12}\text{C}$ -Ionen bestrahl-

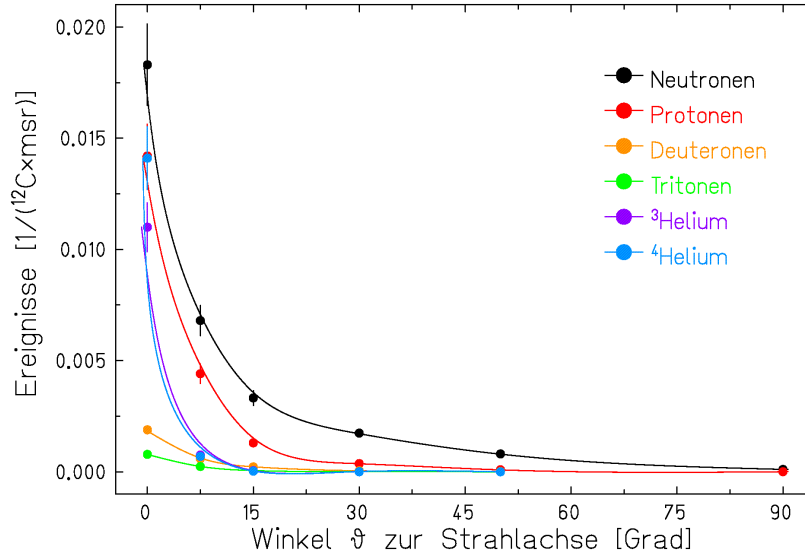


Abbildung 5.6: Winkelverteilung der Fragmente, die aus dem 20 cm dicken Graphittarget emittiert wurden, in dem ein  $^{12}\text{C}$ -Strahl mit 400 AMeV abgestoppt wurde. Neutronen und Protonen dominieren das Teilchenfeld bei allen Winkeln. Die Verteilungen der Heliumionen sind sehr schmal, bei kleinen Winkeln sind sie jedoch ein wichtiger Bestandteil des Teilchenfeldes. Die Fehlerbalken setzen sich aus statistischen und systematischen Meßfehlern zusammen.

ten Graphittarget nachgewiesen wurden. Dies kann damit erklärt werden, daß mit 400 AMeV  $^{12}\text{C}$ -Ionen zwar mehr Fragmente erzeugt werden als mit 200 AMeV, die geladenen Teilchen im Graphittarget größtenteils aber abgestoppt und nicht mehr emittiert werden.

Die Winkelverteilungen der Messungen am Graphittarget konnten gut mit zwei Exponentialverteilungen modelliert werden. Die Beschreibung durch eine Gauss- und eine Exponentialfunktion, die die Winkelverteilungen der aus dem mit 200 AMeV  $^{12}\text{C}$ -Ionen bestrahlten Wasserphantom emittierten Fragmente besser wiedergab, ist hier weniger geeignet, da die Verteilungen schärfere Maxima haben. Die verwendeten Exponential- und auch die Gaussfunktionen sind zum Vergleich in Abbildung 5.7 eingezeichnet.

Die Approximation der Verteilungen mit Gaussfunktionen ist dennoch ausreichend gut, um ihre Breiten  $\sigma$  mit denjenigen vergleichen zu können, die hinter dem Wassertarget gemessen wurden, in dem  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 200 AMeV abgestoppt wurden. Die Verteilungen der aus dem mit 400 AMeV  $^{12}\text{C}$ -Ionen bestrahlten Graphittarget emittierten Fragmente sind alle breiter als diejenigen, die hinter dem Wassertarget nachgewiesen wurden. Am breitesten ist diejenige der Neutronen, die im Unterschied zu den am Wassertarget gemessenen Verteilungen breiter ( $\sigma_n = 9,73^\circ$ ) als die der Wasserstofffragmente ( $\sigma_p = 7,78^\circ$ ,  $\sigma_d = 8,56^\circ$  und  $\sigma_t = 7,16^\circ$ ) ist. Am

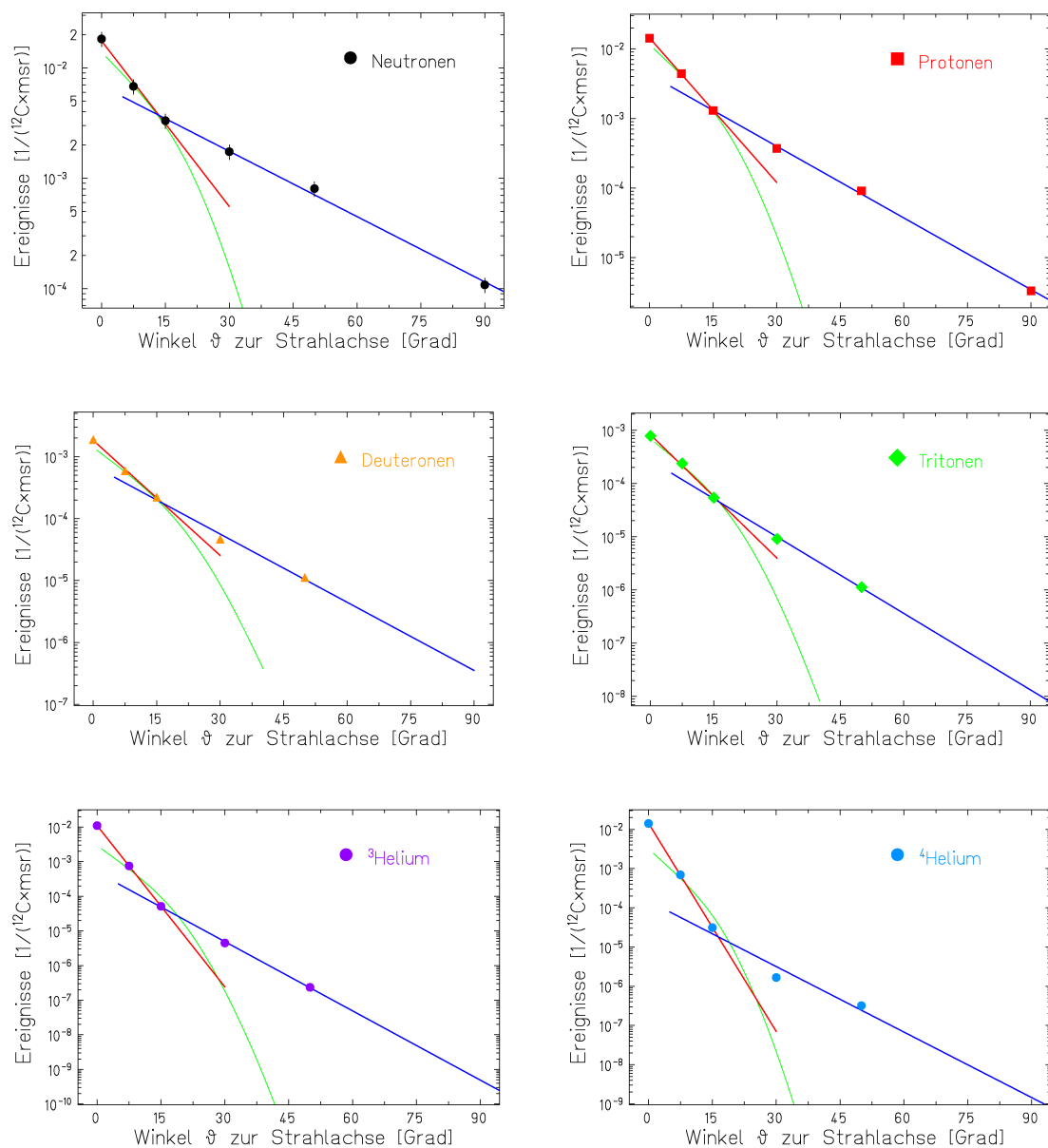


Abbildung 5.7: Logarithmische Darstellung der Winkelverteilungen der aus dem Graphit-target emittierten Fragmente. Zur Beschreibung der Winkelverteilungen eignen sich zwei Exponentialverteilungen am besten. Die erste wurde an die Meßwerte zwischen  $0^\circ$  und  $15^\circ$  angenähert (rot), die zweite an diejenigen zwischen  $15^\circ$  und  $90^\circ$  (blau). In Grün ist auch die Gaussfunktion eingezeichnet, die die Meßwerte zwischen  $0^\circ$  und  $15^\circ$  wiedergeben soll. Sie ist wegen der scharfen Fokussierung der Fragmente nach vorn aber weniger gut zur Beschreibung der Daten geeignet. Die eingezeichneten Meßfehler beinhalten statistische und systematische Fehler.

Tabelle 5.1: Parameter der zur Beschreibung der Winkelverteilungen verwendeten Gauss- und Exponentialfunktionen.  $\sigma$  und  $A$  sind die Parameter der Gaussfunktion,  $a_1$  und  $b_1$  die Parameter der an die Meßwerte zwischen  $0^\circ$  und  $10^\circ$  angenäherten Exponentialfunktion. Die Exponentialfunktion für die Beschreibung der Werte zwischen  $10^\circ$  und  $30^\circ$  wird von  $a_2$  und  $b_2$  festgelegt.  $a_i$  ist in  $[1/({}^{12}\text{C}\cdot\text{msr})]$ ,  $b_i$  in  $[1/\text{Grad}]$  angegeben.

Gauss-Funktion:  $y = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\cdot\sigma} \cdot \exp(-\frac{\vartheta^2}{2\cdot\sigma^2})$ ; Exponentialfunktion:  $y = a_i \cdot \exp(-b_i \cdot \vartheta)$

	Gauss-Funktion		Exp.-Funktion ( $0^\circ$ – $15^\circ$ )		Exp.-Funktion ( $15^\circ$ – $90^\circ$ )	
	Breite $\sigma$	Fläche $A$	$a_1$	$b_1$	$a_2$	$b_2$
Neutronen	9,73	0,2549	$1,76\cdot 10^{-2}$	-0,1152	$6,86\cdot 10^{-3}$	-0,0454
Protonen	7,78	0,1565	$1,43\cdot 10^{-2}$	-0,1594	$4,27\cdot 10^{-3}$	-0,0791
Deutronen	8,56	0,0213	$1,83\cdot 10^{-3}$	-0,1427	$7,10\cdot 10^{-4}$	-0,0845
Tritonen	7,16	0,00843	$8,25\cdot 10^{-4}$	-0,1782	$2,71\cdot 10^{-4}$	-0,1102
${}^3\text{Helium}$	5,62	0,0259	$1,10\cdot 10^{-2}$	-0,3576	$4,91\cdot 10^{-4}$	-0,1535
${}^4\text{Helium}$	5,23	0,0254	$1,43\cdot 10^{-2}$	-0,4075	$1,49\cdot 10^{-4}$	-0,1282

schmalsten sind in beiden Fällen die Verteilungen der Helumionen mit  $\sigma_{3He} = 5,62^\circ$  und  $\sigma_{4He} = 5,23^\circ$ . Die deutlich schmaleren Verteilungen der Heliumfragmente ergeben sich aus der großen Masse der Heliumkerne — sie entstehen vorwiegend durch Projektilabrasion und werden wenig aufgestreut.

Die Winkelverteilungen der aus dem Graphittarget emittierten Protonen und Neutronen, die bis  $90^\circ$  gemessen wurden, lassen den Schluß zu, daß die Winkelverteilung bis  $90^\circ$  gut durch eine Exponentialfunktion, die an die Meßwerte zwischen  $15^\circ$  und  $30^\circ$  angenähert wurde, wiedergegeben werden kann. Basierend auf dieser Erkenntnis wurden die Winkelverteilungen der Fragmente, die am Wassertarget nur bis  $30^\circ$  gemessen wurden, extrapoliert. Ein exponentieller Abfall bis  $90^\circ$  gemäß demjenigen zwischen  $15^\circ$  und  $50^\circ$  wurde auch für die aus mehreren Nukleonen bestehenden Fragmente angenommen, die bei  $90^\circ$  nicht mehr nachgewiesen werden konnten.

## Ausbeuten

Die Ausbeuten der aus dem Graphittarget emittierten Fragmente, die durch Integration der Winkelverteilungen über den vorderen Halbraum berechnet wurden, sind in Tabelle 5.2 angegeben.

Die Ausbeute der Neutronen liegt mit 6,6 Neutronen pro Primärion deutlich oberhalb derjenigen der geladenen Fragmente, da Neutronen auch in dicken Targets nur wenig abgeschwächt werden, während ein großer Teil der geladenen Fragmente noch im Target absorbiert wird.

Tabelle 5.2: Ausbeuten der Fragmente, die aus dem Graphittarget in den vorderen Halbraum emittiert wurden. Die Meßfehler der Neutronenausbeuten betragen 20 %, die der geladenen Fragmente 15 %. In diesen Unsicherheiten enthalten sind statistische und systematische Fehler.

	Ausbeute [1/Primärion]
Neutronen	6,60
Protonen	1,55
Deuteronen	0,29
Tritonen	0,06
$^3\text{Helium}$	0,17
$^4\text{Helium}$	0,17

Bei den Messungen am Wassertarget wurden wesentlich geringere Unterschiede zwischen den Ausbeuten der Neutronen und denen geladener Teilchen festgestellt. Außerdem lagen sie deutlich unterhalb derer am Graphittarget. Daß aus dem Graphittarget trotz der höheren Nachweisschwelle von 25 MeV (anstelle von 10 MeV am Wassertarget) mehr Neutronen pro Primärion emittiert wurden, kann damit erklärt werden, daß  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 400 AMeV Energie in Graphit häufiger fragmentieren bzw. pro nuklearer Kollision mehr Fragmente erzeugen als beim Abstoppen eines 200 AMeV  $^{12}\text{C}$ -Strahls in Wasser. Die Wahrscheinlichkeit für nukleare Kollisionen und damit Fragmentierung beträgt für  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 400 AMeV entlang ihrer ganzen Reichweite in Graphit 74 % [Tri97a], für  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 200 AMeV in Wasser nur 28 % [Sih98]. Division der in Tabelle 5.2 angegebenen Ausbeuten durch den Anteil der nuklearen Wechselwirkung der Primärionen ergibt, daß pro Fragmentierung eines  $^{12}\text{C}$ -Ions mit 400 AMeV in Graphit rund neun Neutronen erzeugt werden — wenn Sekundärfragmentation und Abschwächung im Target vernachlässigt werden. Beim Abstoppen von  $^{12}\text{C}$ -Ionen in Wasser konnten hingegen nur etwa zwei Neutronen pro Fragmentation eines Primärions beobachtet werden. Mit steigender Energie der Projektilionen nimmt folglich auch die Anzahl der erzeugten Fragmente zu.

Ein Einfluß des Targetmaterials auf die Ausbeuten ist ebenfalls nicht ganz auszuschließen. Beobachtet wurden bisher allerdings nur schwache Targetabhängigkeiten. Aus dem Vergleich der Messungen am Wasser- und am Graphittarget können diesbezüglich keine Schlüsse gezogen werden, weil nicht nur das Targetmaterial, sondern auch die Strahlparameter geändert wurden, die vermutlich wesentlich größeren Einfluß auf die Ausbeuten haben.

Bei Kurosawa et al., die die Neutronenausbeute ab einer Schwelle von 5 MeV unter vergleichbaren Bedingungen bestimmten, ergab sich eine Ausbeute von  $(4,5 \pm 1,0)$

Neutronen pro Primärion<sup>2</sup> [Kur99a]. Aus der empirischen Formel 1.7, die später von Kurosawa et al. entwickelt wurde [Kur00], ergibt sich eine Ausbeute von 5,54 Neutronen pro Primärion für die Bestrahlung von 20 cm Graphit mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen der Energie 400 AMeV. Die mit dem  $\Delta E$ -E-Teleskop gemessene Ausbeute liegt folglich höher, besonders wenn berücksichtigt wird, daß Kurosawa et al. eine Nachweisschwelle von 5 MeV verwendeten, während für die Messungen in Cave B die Nachweisschwelle bei 25 MeV lag. Diese Unterschiede können mit den Abweichungen unterhalb von 50 MeV Neutronenenergie erklärt werden, die schon in den Energiespektren beobachtet wurden (Abbildung 5.4). Sie beruhen hauptsächlich auf den effektiv größeren Targetdicken, die Kurosawa et al. durch Drehung des Targets für die Messungen bei 50° und 90° verwendeten.

### 5.3.2 1 AGeV $^{12}\text{C}$ - und $^{238}\text{U}$ -Ionen auf Eisen

Bei Projektilenergien von 1 AGeV war die Trennung von Isotopen im  $\Delta E$ -E-Diagramm nicht möglich, da die Fragmente im  $\text{BaF}_2$ -Kristall nicht mehr abgestoppt werden können.  $\Delta E$ -E-Diagramme, die bei 0° hinter dem mit  $^{12}\text{C}$ - und  $^{238}\text{U}$ -Ionen bestrahlten Eisentarget aufgezeichnet wurden, sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Fragmente konnten aber nach Neutronen und Elementen separiert werden und somit getrennt analysiert werden.

#### Energieverteilungen

Die Energiespektren der Neutronen sind für die unterschiedlichen Messungen mit Primärionen der Energie 1 AGeV, die im Eisentarget abgestoppt werden, in Abbildung 5.8 gezeigt, links für  $^{12}\text{C}$ -Ionen, rechts für  $^{238}\text{U}$ -Ionen.

Die Neutronenenergieverteilungen, die jeweils zwischen 0° und 90° zur Strahlachse gemessen wurden, sind sich bezüglich der Form sehr ähnlich: bei 0° weisen beide ein schwaches, sehr breites Maximum von etwa 200 bis 700 MeV auf, bei 7,5° verschiebt es sich in den Bereich zwischen 100 und 400 MeV. Ab 15° kann bei beiden Projektilen ein exponentieller Abfall der Spektren beobachtet werden, deren Beträge der Steigungen zu größeren Winkeln zunehmen. Da die Steigung proportional zum Kehrwert der Anregungsenergie des betrachteten Nukleonensystems ist — wenn eine Maxwell-Verteilung angenommen wird — bedeutet das, daß die bei großen Winkeln nachgewiesenen Neutronen aus „kälteren“ Bereichen emittiert wurden. Bei 90° ergibt sich aus der Steigung der Energieverteilung eine Anregungsenergie  $\Delta E$  von etwa 50 MeV für einen Rückgang der Neutronenhäufigkeit um  $1/e$ . Bei kleinen Winkeln können hingegen Anregungsenergien von mehreren 100 MeV beobachtet werden. Kältere Bereiche in der Fragmentation sind targetnahe Anteile des Feuerballs und angeregte Targetpräfragmente, die durch Entreißen einzelner Nukleonen

<sup>2</sup>Die Ausbeute bei Kurosawa et al. hat einen Fehler von 14 %, sie ist allerdings nur in einer Graphik gezeigt, weshalb sie hier nicht genauer angegeben werden kann.



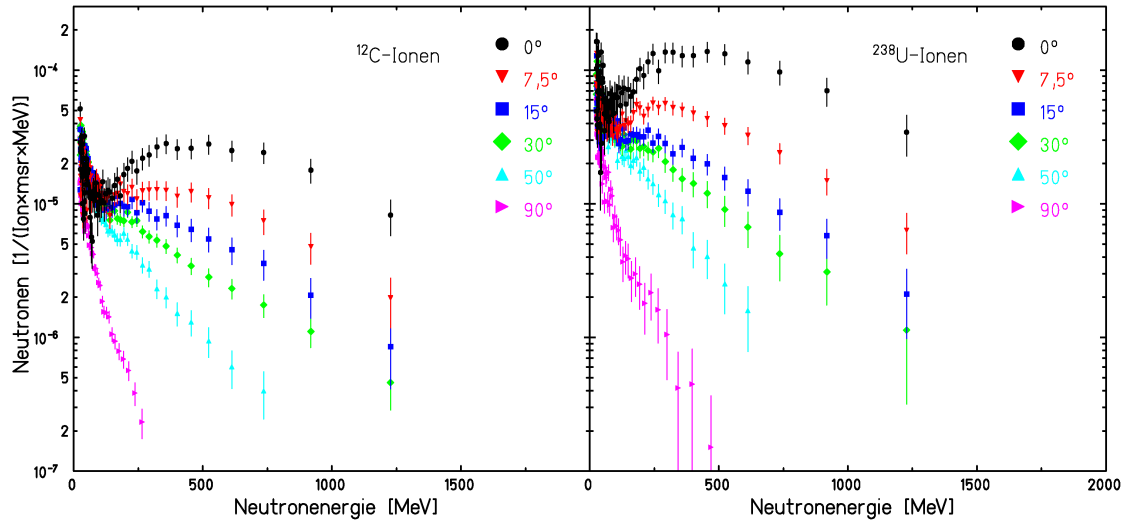


Abbildung 5.8: Energiespektren der Neutronen, die aus dem 20 cm dicken Eisentarget emittiert wurden, in dem  $^{12}\text{C}$ -Ionen (links) und  $^{238}\text{U}$ -Ionen (rechts) mit jeweils 1 AGeV Energie abgestoppt wurden. Die Spektren sind auf die Zahl der Primärionen, den Öffnungswinkel und die Breite der Energiebins normiert, die Fehlerbalken geben die statistischen Meßfehler an.

angeregt wurden. Als heiße Bereiche können projektilnahe Anteile des Feuerballs und das hochangeregte Projektilfragment selbst bezeichnet werden. Neutronen, die aus diesen Zonen emittiert werden sind meist hochenergetisch und stark nach vorn fokussiert. Da Kerne ab rund 10 MeV Anregungsenergie nicht mehr gebunden sind, müssen alle nachgewiesenen Neutronen aus ungebundenen, d. h. spontan zerfallenden Nukleonensystemen, emittiert worden sein, auch noch bei  $90^\circ$ .

Die Energieverteilungen, die durch  $^{12}\text{C}$ - und  $^{238}\text{U}$ -Ionen erzeugt wurden, unterscheiden sich vor allem in der Anzahl der emittierten Neutronen. Die Energiespektren, die durch das Abstoppen von  $^{238}\text{U}$ -Ionen entstanden sind, liegen deutlich höher, wie aufgrund der höheren Zahl der Neutronen im  $^{238}\text{U}$ -Kern auch zu erwarten war. Verglichen mit den Energiespektren, die am Wassertarget und am Graphitarget mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen geringerer Energie gemessen wurden, ist besonders auffällig, daß die Maxima der Energieverteilungen bei kleinen Winkeln sehr schwach ausgeprägt sind. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß nukleare Kollisionen beim Abstoppen der Projektilionen mit 1 AGeV Strahlenergie in einem größeren Energiebereich stattfinden als beim Abstoppen von Ionen mit niedrigeren Projektilenergien. Durch Projektilabrasion werden also Neutronen einer breiteren Energieverteilung erzeugt; das Maximum wird breiter, ist aber schwächer ausgeprägt. Außerdem unterscheiden sich die Neutronenenergiespektren, die mit Ionen der Pro-

jektilenergie 1 AGeV aufgezeichnet wurden, von denen mit geringeren Projektilenergien dadurch, daß keine Neutronen mit doppelter Strahlenergie nachgewiesen werden konnten. Die schnellsten detektierten Neutronen hatten Energien zwischen 1030 und 1425 MeV, was der Breite des obersten Energiebins entspricht. Neutronen höherer Energie konnten in den Flugzeitspektren, die auch zur Diskriminierung der Photonen verwendet wurden, nicht mehr von letzteren getrennt werden und wurden somit unterdrückt. Das abrupte Abbrechen der Neutronenenergiespektren bei den Messungen mit 1 AGeV Projektilenergie ist folglich experimentell begründet und hätte nur durch wesentlich längere Flugstrecken vermieden werden können, die aber in Cave B nicht realisiert werden konnten<sup>3</sup>. Der Fehler aufgrund der nicht nachgewiesenen hochenergetischen Neutronen ist bei der Integration der Energiespektren sehr gering, weshalb auch hier die Winkelverteilungen und Ausbeuten wie in Abschnitt 3.2.5 und 3.2.6 beschrieben berechnet werden konnten.

### Vergleich mit Monte-Carlo-Codes

Auch aus dem Vergleich der experimentell bestimmten Neutronenenergiespektren mit Monte-Carlo-Simulationen geht hervor, daß der scharfe Abbruch der Spektren nicht im Fragmentationsprozeß oder im Transport der Neutronen durch das Target begründet sein kann, da diese Prozesse in den Simulationen berücksichtigt werden. Die Überlagerung der Meßdaten mit den Ergebnissen des PHITS-Codes ist in Abbildung 5.9 gezeigt, ein Vergleich mit den Resultaten des SHIELD-Codes in Abbildung 5.10.

Die Form der Neutronenenergiespektren, die hinter dem mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen der Energie 1 AGeV bestrahlten Eisentarget gemessen wurden, werden durch den PHITS-Code bei allen Winkeln zwischen  $0^\circ$  und  $50^\circ$  qualitativ gut wiedergegeben, allerdings stark unterschätzt. Eine auch quantitativ gute Übereinstimmung kann aber bei  $90^\circ$  beobachtet werden. Da mit dem PHITS-Code Messungen, bei denen die Reichweite der Primärionen deutlich kürzer als die Targetdicke ist, offensichtlich besser modelliert werden können, könnten die Abweichungen am 20 cm dicken Eisentarget, in dem die  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 1 AGeV eine Reichweite von 19,39 cm haben, mit in Realität und Modell unterschiedlichen Neutronenproduktions- und Abschwächungsraten entlang der Spur der Primärteilchen erklärt werden. Werden in Wirklichkeit mehr Neutronen gegen Ende der Reichweite der Primärionen erzeugt als in der Simulation angenommen wird, ist der Effekt der Abschwächung der Neutronen im Target geringer und es werden mehr Neutronen aus dem Target emittiert — entsprechend dem Experiment. Eine derartige Abweichung der Simulation von der Realität hätte außerdem keinen Einfluß auf die Neutronen, die im rechten Winkel zur Strahlachse emittiert werden, da sie beim seitlichen Austreten aus dem Target immer gleiche Materiedicken durchdringen müssen. Nicht zu beobachten wäre eine solche

<sup>3</sup>Zur eindeutigen Separation der Flugzeiten der Photonen von derjenigen der Neutronen mit 2 AGeV wären Flugstrecken von über 10 m Länge erforderlich gewesen.

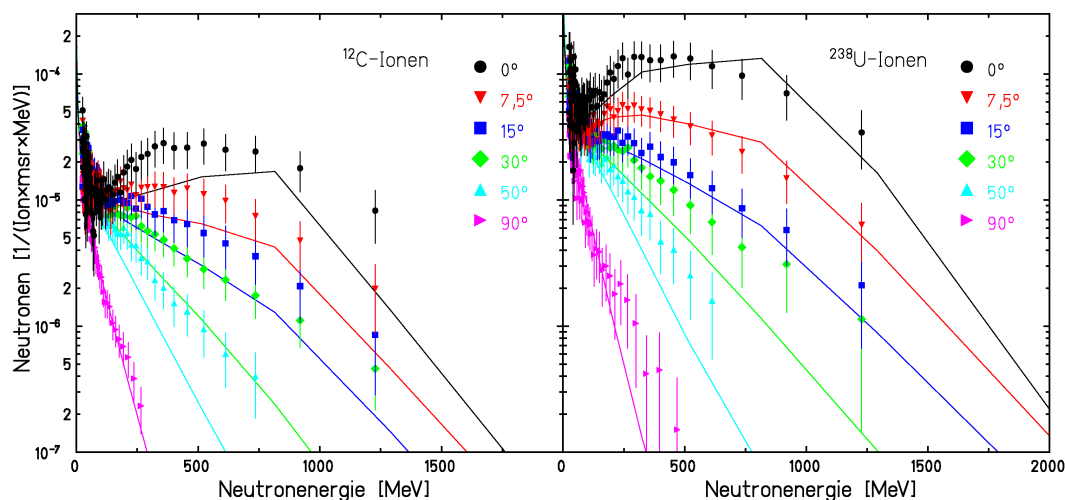


Abbildung 5.9: Vergleich der Neutronenenergiespektren, die mit Ionen der Energie 1 AGeV in 20 cm dicken Eisentargets erzeugt wurden, mit Simulationsergebnissen des PHITS-Codes [Iwa02]. Links sind die Spektren der  $^{12}\text{C}$ -Ionen, rechts diejenigen der  $^{238}\text{U}$ -Ionen dargestellt. Die durchgezogenen Linien zeigen die Berechnungen, die geschlossenen Symbole entsprechen den Meßergebnissen. Die Fehlerbalken enthalten sowohl statistische als auch systematische Fehler.

Abweichung auch bei Messungen mit verhältnismäßig kurzen Reichweiten zur Targetdicke, wie sie bei den Messungen am Wasser- und Graphittarget und besonders beim Abstoppen von  $^{238}\text{U}$ -Ionen mit 1 AGeV Energie in 1,56 cm Tiefe im 20 cm dicken Eisentarget verwendet wurden.

Die Neutronenemission aus dem Eisentarget, in dem  $^{238}\text{U}$ -Ionen mit 1 AGeV Strahlenergie abgestoppt wurden, kann durch den PHITS- und den SHIELD-Codes gut wiedergegeben werden. Bei Winkeln zwischen  $0^\circ$  und  $15^\circ$  stimmt der PHITS-Code sehr gut mit den Meßdaten überein, bei Winkeln zwischen  $15^\circ$  und  $90^\circ$  können die experimentellen Ergebnisse besser mit dem SHIELD-Code reproduziert werden. Mit dem PHITS-Code werden die Energiespektren bei großen Winkeln unterschätzt, mit dem SHIELD-Code die bei kleinen Winkeln überhöht. Besonders auffällig ist das deutlich ausgeprägte Maximum, das sich bei  $0^\circ$  und  $7,5^\circ$  aus den SHIELD-Berechnungen ergibt. Es beruht vermutlich auf der Annahme eines zu großen Beitrags der Projektilabrasion im verwendeten Modell, wodurch das Maximum und die Überschätzung der Meßwerte bei kleinen Winkeln erklärt würde. Quantitativ korrekt wird vom SHIELD-Code hingegen der Anteil der Neutronen, die zu größeren Winkeln emittiert und hauptsächlich durch Evaporation bzw. Explosion des hochangeregten Feuerballs erzeugt werden, angegeben.

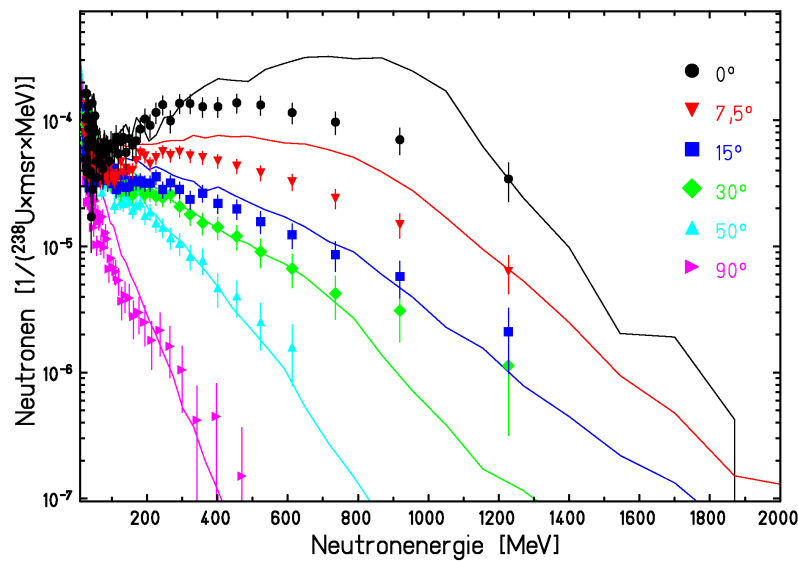


Abbildung 5.10: Vergleich der Neutronenenergiespektren, die beim Abstoppen von  $^{238}\text{U}$ -Ionen in 20 cm Eisen erzeugt und aus dem Target emittiert wurden, mit Ergebnissen des SHIELD-Codes [Sob03]. Die durchgezogenen Linien zeigen die Berechnungen, die geschlossenen Symbole entsprechen den Meßergebnissen. Die Fehlerbalken enthalten sowohl statistische als auch systematische Fehler.

### Energieverteilungen geladener Fragmente

Zusätzlich zu den Energieverteilungen der Neutronen wurden auch diejenigen der geladenen Fragmente untersucht. Sie konnten, wegen der hohen Projektil- und damit auch Fragmentenergien, allerdings nur noch nach Elementen getrennt werden, da sie im BaF<sub>2</sub>-Szintillator nicht mehr abgestoppt wurden.

$^{12}\text{C}$ -Ionen, deren Reichweite fast der Targetdicke entspricht, erzeugen entlang der gesamten Targetdicke Fragmente, von denen vor allem die gegen Ende der Spur erzeugten das Target noch verlassen können. Bei 0° ist folglich der Anteil geladener Fragmente vergleichsweise hoch, es können sogar einzelne Lithium- und Borionen nachgewiesen werden.

$^{238}\text{U}$ -Ionen mit 1 AGeV haben in Eisen hingegen nur eine Reichweite von 1,56 cm. Geladene Fragmente, die nicht durch Sekundärfragmentation erzeugt wurden, müssen deshalb fast das ganze Eisentarget durchdringen. Die Fragmente werden dabei stark aufgestreut und abgebremst, ihre Fluenz wird erheblich abgeschwächt, es konnten nur wenige Wasserstoff- und Heliumfragmente aus dem Target austreten.

## Winkelverteilungen

Die Winkelverteilungen der Fragmente, die aus dem 20 cm dicken, mit  $^{12}\text{C}$ - und  $^{238}\text{U}$ -Ionen bestrahlten Eisentarget emittiert wurden, sind für alle Fragmente stark nach vorn fokussiert (Abbildungen 5.11 und 5.12).

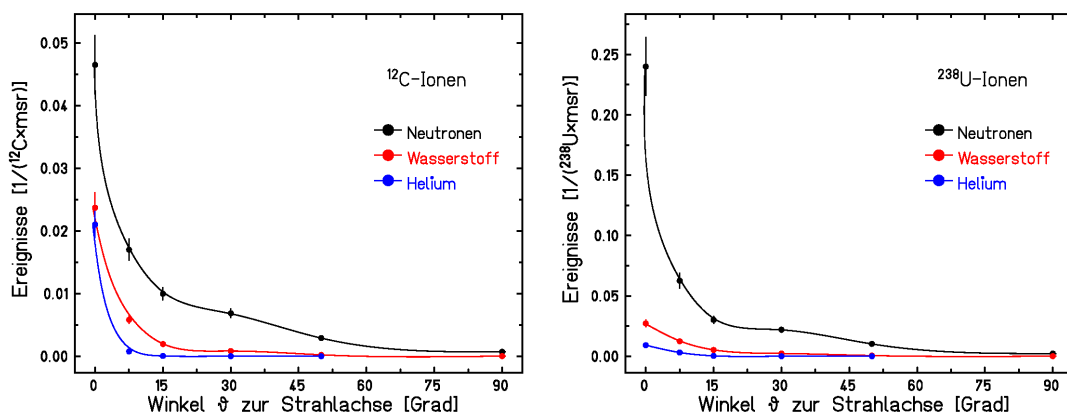


Abbildung 5.11: Winkelverteilungen der Neutronen, Wasserstoff- und Heliumfragmente, die aus dem 20 cm dicken Eisentarget emittiert wurden. Links sind die Verteilungen der durch  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 1 AGeV erzeugten, rechts die durch  $^{238}\text{U}$ -Ionen derselben Energie gebildeten Fragmente dargestellt.

Hauptbestandteil beider Teilchenfelder sind bei allen Winkeln zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$  die Neutronen. Im Bereich kleiner Winkel tragen auch Wasserstoff- und Heliumionen bei. Wegen der großen Reichweite der  $^{12}\text{C}$ -Ionen im Target treten im Vergleich zur Bestrahlung mit  $^{238}\text{U}$ -Ionen noch viele geladene Fragmente aus dem Target aus. Beim Abstoppen der  $^{238}\text{U}$ -Ionen in 1,56 cm Tiefe des 20 cm dicken Eisentargets werden hingegen sogar die leichten, geladenen Fragmente größtenteils im Target selbst absorbiert. Hauptsächlich unterscheiden sich die Winkelverteilungen jedoch bezüglich der Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse, besonders für Neutronen. So konnten gerade bei kleinen Winkeln erheblich mehr Neutronen durch das Abstoppen von  $^{238}\text{U}$ -Ionen im Eisentarget detektiert werden, wie es aufgrund der großen Anzahl der Neutronen im  $^{238}\text{U}$ -Kern und der geringen Abschwächung der Neutronenfluenz im Target auch zu erwarten war.

Zur Modellierung der Winkelverteilungen konnten, wie auch schon beim mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 400 AMeV bestrahlten Graphittarget, nur zwei Exponentialfunktionen verwendet werden. Wegen der Schärfe des Peaks in Vorwärtsrichtung war die Beschreibung durch eine Gaussfunktion auch bei kleinen Winkeln schlecht möglich. Zur besseren Vergleichbarkeit sind sie in Abbildung 5.12 jedoch auch eingezeichnet und ihre Parameter in Tabelle 5.3 aufgelistet.

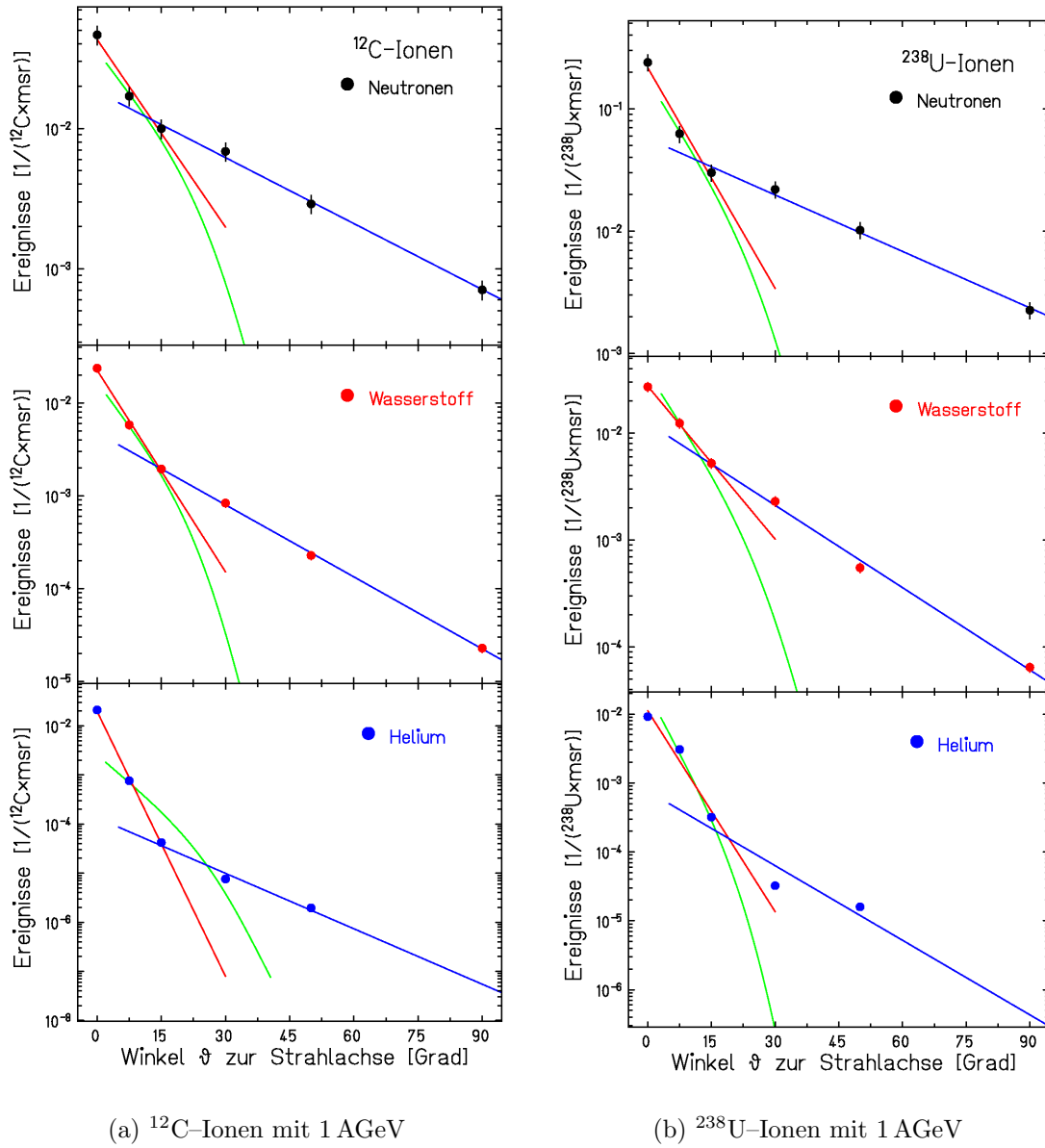


Abbildung 5.12: Logarithmische Darstellung der Winkelverteilungen der Fragmente, die bei den Bestrahlungen des Eisentargets mit Primärionen der Energie 1 AGeV gemessen wurden. Links sind die Verteilungen der  $^{12}\text{C}$ -Ionen als Primärionen, rechts diejenigen der  $^{238}\text{U}$ -Ionen abgebildet. Die beste Modellierung konnte durch die Überlagerung zweier Exponentialfunktionen (rot und blau) erreicht werden. Der besseren Vergleichbarkeit halber wurden aber auch die Gaussfunktionen (grün) eingezeichnet.

Tabelle 5.3: Parameter der zur Beschreibung der Winkelverteilungen verwendeten Gauss- und Exponentialfunktionen.  $\sigma$  und  $A$  sind die Parameter der Gaussfunktion,  $a_1$  und  $b_1$  die Parameter der an die Meßwerte zwischen  $0^\circ$  und  $10^\circ$  angenäherten Exponentialfunktion. Die Exponentialfunktion für die Beschreibung der Werte zwischen  $10^\circ$  und  $30^\circ$  wird von  $a_2$  und  $b_2$  festgelegt.  $a_i$  ist in  $[1/(^{12}\text{C}\cdot\text{msr})]$ ,  $b_i$  in  $[1/\text{Grad}]$  angegeben.

Gauss-Funktion:  $y = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\cdot\sigma} \cdot \exp(-\frac{\vartheta^2}{2\cdot\sigma^2})$ ; Exponentialfunktion:  $y = a_i \cdot \exp(-b_i \cdot \vartheta)$

		Gauss-Funktion		Exp.-Funktion ( $0^\circ$ – $15^\circ$ )		Exp.-Funktion ( $15^\circ$ – $90^\circ$ )	
		Breite $\sigma$	Fläche $A$	$a_1$	$b_1$	$a_2$	$b_2$
$^{12}\text{C}$	Neutronen	10,9	0,673	$4,30\cdot 10^{-2}$	-0,103	$1,83\cdot 10^{-2}$	-0,0361
	Wasserstoff	8,16	0,207	$2,25\cdot 10^{-2}$	-0,167	$4,77\cdot 10^{-3}$	-0,0596
	Helium	7,39	0,0251	$1,96\cdot 10^{-2}$	-0,414	$1,33\cdot 10^{-4}$	-0,0867
$^{238}\text{U}$	Neutronen	9,67	2,336	$2,168\cdot 10^{-1}$	-0,138	$5,72\cdot 10^{-2}$	-0,0354
	Wasserstoff	9,14	0,446	$2,76\cdot 10^{-2}$	-0,110	$1,25\cdot 10^{-2}$	-0,0591
	Helium	5,97	0,111	$1,11\cdot 10^{-2}$	-0,224	$7,61\cdot 10^{-4}$	-0,0830

## Ausbeuten

Die Ausbeuten der Fragmente wurden, wie auch bei den anderen Messungen, durch Integration der Exponentialfunktionen über den vorderen Halbraum berechnet. Sie sind in Tabelle 5.4 den Ausbeuten der anderen betrachteten Projektil-Target-Kombinationen gegenübergestellt.

Die Messungen am Eisentarget mit Projektilen der Energie 1 AGeV ergaben die höchsten Ausbeuten von Neutronen und geladenen Fragmenten verglichen mit den anderen untersuchten Projektil-Target-Kombinationen. Die größten Werte konnten bei der Bestrahlung von Eisen mit  $^{238}\text{U}$ -Ionen beobachtet werden. Der Vergleich dieser Messung mit derjenigen, bei der in diesem Target  $^{12}\text{C}$ -Ionen derselben Energie pro Nukleon abgestoppt wurden, zeigt, daß die Ausbeuten aller Fragmente mit der Masse der Projektilen zunehmen. Schlüsse über die Energieabhängigkeit der Fragmentproduktion können aus den Messungen am Wasser-, Graphit- und Eisentarget, die mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen unterschiedlicher Energie bestrahlt wurden, gezogen werden. In der Annahme, daß die Erzeugung geladener Fragmente wie die Neutronenproduktion unabhängig vom Targetmaterial ist [Cec80, Kur99a, Kur00], steigen die Ausbeuten der Neutronen und der Wasserstofffragmente mit der Energie der Primärionen an, wie auch in Tabelle 5.4 zu sehen ist. Die Anzahl der emittierten Heliumfragmente nimmt allerdings nicht mit der Energie der Primärionen zu, da sie — wie die Wasserstofffragmente auch — der elektronischen Wechselwirkung im Targetmaterial unterliegen und deshalb unterschiedlich stark abgeschwächt werden. Somit ist es schwierig, von der Emission der geladenen Fragmente auf deren Produktion zu schließen.

Tabelle 5.4: Ausbeuten der Fragmente, getrennt nach Elementen, die in den vorderen Halbraum emittiert wurden. Zu beachten ist, daß die Ausbeuten am Wassertarget mit einer Schwelle von 10 MeV (bzw. 25 MeV) untersucht wurden, die am Graphit- und Eisentarget mit 25 MeV. Die Meßfehler der Neutronenausbeuten betragen 20 %, die der geladenen Fragmente 15 %. In diesen Unsicherheiten enthalten sind statistische und systematische Fehler.

	Ausbeuten [1/Primärion]			
Primärionen	<sup>12</sup> C	<sup>12</sup> C	<sup>12</sup> C	<sup>238</sup> U
Energie	200 AMeV	400 AMeV	1 AGeV	1 AGeV
Target	Wasser	Graphit	Eisen	Eisen
Neutronen	0,54 (0,43)	6,60	20,9	69,2
Wasserstoff	0,31	1,90	2,85	6,80
Helium	0,13	0,34	0,24	0,50

Einfacher ist dies für Neutronen, die nur durch nukleare Wechselwirkungen im Target abgeschwächt werden. Die Absorption der Neutronen im Targetmaterial kann mit Gleichung 1.8 angegeben werden, wobei die freien nuklearen Weglängen  $\lambda_{abs}$  anhand einer Parametrisierung der Neutronen-Absorptionswirkungsquerschnitte  $\sigma_{abs}$  von Tripathi et al. [Tri97b] berechnet wurden. Zur Abschätzung des Anteils der erzeugten Neutronen, der noch aus dem Target emittiert wird, wurde angenommen, daß die Neutronen auf der halben Reichweite der Primärionen entstanden sind. Die tatsächlich im Target produzierte Anzahl der Neutronen kann folglich berechnet werden, indem die gemessene Neutronenausbeute um den Anteil erhöht wird, um den die Neutronenfluenz aufgrund der Absorption im Target reduziert wurde. Die freien Weglängen, die prozentualen Anteile der emittierten Neutronen und die Zahl der im Target produzierten Neutronen sind in Tabelle 5.5 für die verschiedenen Messungen zusammengestellt.

Die Anzahl der im Target erzeugten Neutronen ist deshalb von großem Interesse, weil sich die Erklärungsansätze, die es bezüglich der Entstehung von Neutronen in dicken Targets gibt, auf deren Produktion beziehen. Die Abschwächung wird dabei nur indirekt berücksichtigt.

Heilbronn et al. folgerten aus ihren Messungen, daß — bei gegebenem Target — die Neutronenproduktion dann proportional zur Anzahl der nuklearen Wechselwirkungen der Primärionen unterschiedlicher Energie sind, wenn nahezu alle Neutronen aufgezeichnet werden, d. h. keine hohe Nachweisschwelle verwendet wird [Hei96]. Bei jeder nuklearen Kollision müsste demnach im Mittel die gleiche Anzahl an Neutronen erzeugt werden — unabhängig von der Energie der Primärteilchen. Dies konnte jedoch durch unsere Messungen nicht bestätigt werden. Sowohl die Anzahl der emittierten als auch die abgeschätzte Zahl der produzierten Neutronen steigt



Tabelle 5.5: Ausbeuten der pro Primärion in den vorderen Halbraum emittierten Neutronen sowie deren Abschwächung im Target und Modellierungen ihrer Produktionsraten. Die Neutronenausbeuten am Wassertarget wurden mit einer Schwelle von 10 MeV (bzw. 25 MeV) aufgezeichnet, die am Graphit- und Eisentarget mit 25 MeV.  $\lambda_{abs}$  (n) ist die freie nukleare Weglänge der Neutronen; „Emission“ gibt an, welcher Anteil der erzeugten Neutronen im Target nicht absorbiert wurde — dazu wurde angenommen, daß die Neutronen bei der halben Reichweite der Primärionen erzeugt wurden. „Prod. Neutronen“ entspricht der Anzahl der Neutronen, die aufgrund dieser Annahme im Target produziert werden müssen. Die letzten Zeilen der Tabelle enthalten Modellierungen und Erklärungsansätze für die Neutronenproduktion im Target. Der Anteil der nuklearen Wechselwirkungen wurde wie in Abschnitt 3.3.3 berechnet [Sih98, Tri97a, Kar75].  $N_P+N_T$  entspricht der Anzahl der Neutronen im kollidierenden System aus Projektil- und Targetkern und die empirische Formel 1.7 wurde von [Kur00] entwickelt. Die Meßfehler der Neutronenausbeuten betragen 20 % und enthalten statistische und systematische Fehler.

Primärionen	$^{12}\text{C}$	$^{12}\text{C}$	$^{12}\text{C}$	$^{238}\text{U}$
Energie	200 AMeV	400 AMeV	1 AGeV	1 AGeV
Target	Wasser	Graphit	Eisen	Eisen
Emittierte Neutronen [1/Ion]	0,54 (0,43)	6,60	20,9	69,2
$\lambda_{abs}$ (n) [cm]	101	47	18	18
Anteil emitt. Neutronen [%]	92	78	57	37
Produzierte Neutronen	0,59 (0,47)	8,4	37	187
Nukl. Wechselwirkungen [%]	28	74	94	51
Emitt. Neutronen/nukl. WW	1,93 (1,54)	8,9	22,2	136
Prod. Neutronen/nukl. WW	2,11 (1,68)	11,4	39,0	366
$N_P+N_T$	14	12	36	176
Prod. Neutronen (Gl. 1.7)	1,39	5,54	36,1	199

mit der Energie der  $^{12}\text{C}$ -Ionen pro nuklearer Wechselwirkung deutlich an (siehe Tabelle 5.5). Nicht nachvollziehbar sind außerdem die Ausbeuten der produzierten Neutronen pro nuklearer Wechselwirkung. Dies gilt besonders für das Abstoppen von  $^{238}\text{U}$ -Ionen in Eisen: Wird hier die Abschwächung der Neutronen im Target berücksichtigt, müßten nahezu doppelt so viele Neutronen gebildet werden wie in den kollidierenden Kernen überhaupt vorhanden sind. Zur direkten Berechnung der Neutronenausbeuten ist dieser Ansatz somit nicht geeignet.

Zu beobachten ist aber, daß die Ausbeuten der Neutronen bei den Messungen, in denen  $^{12}\text{C}$ -Ionen unterschiedlicher Energie in verschiedenen Targets abgestoppt wurden, proportional zum Anteil der nuklearen Wechselwirkungen der Primärionen ansteigt. Da der Anteil der nuklearen Wechselwirkungen von der Reichweite der Primärionen, d. h. deren Energie, der Massenbelegung des Targetmaterials und dem Reaktionswirkungsquerschnitt abhängt, kann daraus auch eine Proportionalität der Neutronenausbeute zu diesen Größen gefolgert werden.

Eine weitere Abhängigkeit der Neutronenproduktion ergibt sich aus dem Vergleich der Ausbeuten mit der Anzahl der Neutronen  $N_P + N_T$ , die im kollidierenden System aus Projektil- und Targetkern zur Verfügung stehen. Für die Bestrahlung des Eisentargets mit Ionen der Energie 1 AGeV entspricht diese Zahl der Anzahl der pro Primärion erzeugten Neutronen. Die Neutronenausbeute ist demnach auch proportional zur Anzahl der Neutronen im Projektil. Da bei den Messungen, bei denen unterschiedliche Targets verwendet wurden, Projektil mit verschiedenen Energien abgestoppt wurden, kann über die Abhängigkeit der Neutronenausbeute von der Anzahl der Neutronen in den Targetkernen nichts ausgesagt werden.

Wird berücksichtigt, daß bei bisher keinem der Experimente an dicken Targets eine ausgeprägte Targetabhängigkeit beobachtet werden konnte [Cec80, Kur99a, Kur00], müssen die stark ansteigenden Ausbeuten — die bei der Bestrahlung verschiedener Targets mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen unterschiedlicher Energie auftreten — in der Energie der Primärionen begründet sein. Die Neutronenausbeuten steigen folglich proportional zur Energie der Primärionen an.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß eine Proportionalität der Neutronenausbeuten mit der Reichweite und somit der Energie der Primärionen, mit ihrer freien Weglänge, d. h. dem Reaktionswirkungsquerschnitt, und mit der Anzahl der Neutronen im Projektilkern anhand unserer Meßergebnisse beobachtet werden konnte.

Diese Abhängigkeiten konnten auch von Kurosawa et al. basierend auf ihren experimentellen Daten ermittelt werden. Sie formulierten daraus die empirische Gleichung 1.7, die die Neutronenausbeute oberhalb einer Nachweisschwelle von 5 MeV beschreibt [Kur00]. Sie ist ein Produkt aus der Reichweite der Primärteilchen, der Zahl der Neutronen im Projektilkern, des geometrischen Wirkungsquerschnitts und der Energie der Primärionen im Quadrat. Die Ergebnisse dieser empirischen Formel sind in der letzten Zeile von Tabelle 5.5 angegeben. Sie liegen — mit Ausnahme der Messung am Graphittarget — deutlich oberhalb der Anzahl der aus den Targets emittierten Neutronen. Wird hingegen die Abschwächung der Neutronen im Targetmaterial berücksichtigt, stimmen die Neutronenausbeuten, die von Primärionen der Energie 1 AGeV im Eisentarget erzeugt wurden, im Bereich der Meßfehler mit den Ergebnissen von Formel 1.7 überein. Größere Unterschiede treten allerdings beim Abstoppen von  $^{12}\text{C}$ -Ionen geringerer Energie auf. Diese Abweichung der Messung am Graphittarget von der empirischen Formel um etwa 30 % ist auch schon bei Kurosawa et al. dokumentiert.

Formel 1.7, die alle auch von uns ermittelten Proportionalitäten enthält, ist somit gut geeignet, um die Neutronenausbeute in dicken Targets abzuschätzen. Abweichungen von unseren Ergebnissen konnten besonders für Projektilionen verhältnismäßig niedriger Energie beobachtet werden. Wurde die Abschwächung der Neutronen im Target berücksichtigt, konnten die Neutronenausbeuten für Primärionen hoher Strahlenergie sehr gut reproduziert werden. Dies zeigt, daß die von Kurosawa et al. entwickelte Formel auch um Abschätzungen der Neutro-

nenausbeuten erweitert werden kann, die beim Abstoppen von Primärionen mit höheren Energien (1 AGeV) in dicken Targets erzeugt wurden.

Die in diesem Kapitel beschriebenen Experimente zur Neutronenproduktion beim Abstoppen von  $^{12}\text{C}$ - und  $^{238}\text{U}$ -Ionen höchster Energien sind von besonderem Interesse für das Abschirmkonzept der Schwerionenbeschleunigeranlage, die im Rahmen des Zukunftsprojekts der GSI geplant ist. Erste Rechnungen zur Abschwächung der schnellen Neutronen mit dem Monte-Carlo-Code FLUKA, die auf den in dieser Arbeit bestimmten Neutronenspektren basieren, wurden bereits durchgeführt [Ago03]. Auch im Hinblick auf die Abschirmung von Raumstationen gegen schwere geladene Teilchen der kosmischen Strahlung sind die gemessenen Spektren und Ausbeuten von Neutronen und leichten geladenen Teilchen von Bedeutung.

# Zusammenfassung und Ausblick

Bei der Bestrahlung dicker Materieschichten mit hochenergetischen Schwerionen entstehen durch nukleare Kollisionen der Primärionen Fragmente kleinerer Kernladung und damit größerer Reichweite. Geladene Fragmente werden während ihres Transports durch Materie aufgrund elektronischer Wechselwirkungen aufgestreut, abgebremst und teilweise absorbiert. Neutronen werden nur durch nukleare Wechselwirkungen gestreut und absorbiert. Sie können somit auch dicke Materieschichten ohne große Verluste durchdringen. Das auf der strahlabgewandten Seite eines dicken Targets emittierte Teilchenfeld besteht folglich hauptsächlich aus leichten Fragmenten, die eine breite Energie- und Winkelverteilung aufweisen. Aufgrund der vielen sich im Material überlagernden Prozesse sind Produktion und Emission von Fragmenten aus dicken Targets aber schwierig vorherzusagen.

Da die Kenntnis der Fragmentation hochenergetischer Ionen in dicken Gewebeschichten für die Patientenbestrahlung mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen von großem Interesse ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit die Fragmentemission aus gewebeäquivalenten Targets mit einem eigens dafür zusammengestellten Detektorsystem experimentell untersucht. Es wurde auch für Messungen im Hinblick auf die Abschirmung von Raumstationen gegen kosmische Strahlung und die Abschirmung von Schwerionenbeschleunigern eingesetzt.

Ein  $\text{BaF}_2$ -Szintillator wurde mit einem dünnen Plastiksintillator, dem Veto-Detektor, kombiniert, um in gemischten Teilchenfeldern Neutronen und geladene Fragmente identifizieren zu können. Die Neutroneneffizienz des  $\text{BaF}_2$ -Szintillators wurde experimentell in kalibrierten, quasi-monoenergetischen Neutronenstrahlen mit Energien zwischen 45 und 200 MeV am UCL in Belgien und an den iThemba LABS in Südafrika ermittelt. Das Detektorsystem zeichnete sich durch eine hohe Effizienz für hochenergetische Neutronen, die Möglichkeit Teilchen getrennt nach Isotopen zu identifizieren und eine sehr gute Zeitauflösung aus. Die Energien der Fragmente, insbesondere der Neutronen, konnten somit durch Flugzeitmessungen bestimmt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals die Neutronenproduktion durch in einem Wasserphantom gestoppte  $^{12}\text{C}$ -Ionen untersucht. Im Hinblick auf die Tumorthherapie wurden Primärionen mit 200 AMeV Energie verwendet. Zusätzlich wurden Energie- und Winkelverteilungen der leichten, geladenen Fragmente nach Isotopen getrennt aufgezeichnet.

Die Vergleichbarkeit der Messungen an gewebeäquivalenten Targets mit tatsächlichen Patientenbestrahlungen konnte dadurch verifiziert werden, daß mit demselben Versuchsaufbau auch Messungen parallel zur Patientenbestrahlung durchgeführt wurden. Hierbei wurde auch die Energie der  $^{12}\text{C}$ -Ionen protokolliert, wodurch die hinter dem bestrahlten Patienten aufgezeichneten Teilchenfelder, Winkelverteilungen und Fragmentausbeuten getrennt nach den Energie der Primärionen analysiert werden konnten. So konnte bestätigt werden, daß die von Fragmenten erzeugte Dosis, die basierend auf den Messungen am Wassertarget abgeschätzt wurde, auf die Bestrahlung einer Tumorschicht mit der jeweiligen Strahlenergie übertragen werden kann. Hinter dem verwendeten Wassertarget betrug der Anteil der Neutronendosis nur 1 % der im Tumervolumen deponierten Energiedosis und weniger als 8 % der Dosis der geladenen Fragmente. Somit konnte gezeigt werden, daß der Erfolg der Tumorthherapie mit schweren Ionen nicht durch hohe Neutronendosen im normalen Gewebe geschmälert wird.

In Zusammenarbeit mit der Abteilung für Strahlenschutz der GSI wurde die Fragmentemission eines mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen der Energie 400 AMeV bestrahlten Graphittargets untersucht. Die Ergebnisse stimmen gut überein mit einer Messung, die unter gleichen Strahl- und Targetbedingungen am medizinischen Beschleuniger HIMAC in Japan, jedoch mit einem unterschiedlichen Detektorsystem (NE213) durchgeführt wurde [Kur99a]. Mit unserem Meßsystem wurden darüberhinaus die geladenen, aus dem Target emittierten Fragmente aufgezeichnet.

Ebenfalls mit der Abteilung für Strahlenschutz wurden Messungen durchgeführt, bei denen dicke Eisentargets mit  $^{12}\text{C}$ - und  $^{238}\text{U}$ -Ionen der Energie 1 AGeV bestrahlt wurden. Mit diesen Experimenten wurde die Fragmentemission simuliert, die durch das Abstoppen leichter und schwerer Ionen höchster, zurzeit verfügbarer Energien in Beschleunigerstrukturen entstehen können. Es wurde erstmals die Fragmentation von  $^{238}\text{U}$ -Ionen in dicken Targets untersucht und auch die verwendeten Projektilenergien übertrafen die Energien der Primärteilchen bisheriger Messungen. Die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Meßergebnisse bezüglich der Emission von Neutronen und von leichten, geladenen Fragmenten in den vorderen Halbraum, ermöglichen es somit erstmals, Abschirmungen von Schwerionenbeschleunigern basierend auf experimentell bestimmten Quelldaten zu berechnen [Ago03].

Die Neutronenenergiespektren aller Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit gemessen wurden, haben vergleichbare Charakteristika. Bei kleinen Winkeln zeigen sie ein Maximum bei etwa der halben Energie der Primärionen pro Nukleon, das sich mit zunehmendem Winkel zu niedrigeren Energien verschiebt und signifikant für Neutronen ist, die durch Projektilabrasion entstanden sind. Bei großen Winkeln, etwa ab  $15^\circ$  zur Strahlachse, kann ein exponentieller Abfall der Neutronenhäufigkeit mit der Energie beobachtet werden, der mit der Evaporation von Neutronen aus dem Feuerball erklärt werden kann. Die Spektren aller Messungen haben außerdem gemeinsam, daß die meisten Neutronen bei kleinen Winkeln emittiert werden und daß Neutronen mit Energien bis etwa zur doppelten Energie der Primärionen

nachgewiesen wurden.

Die Neutronenenergiespektren können durch Simulationsprogramme wie PHITS- oder SHIELD, die sowohl die Fragmentierung der Primärionen wie auch der Fragmente und deren Transport durch das Target berücksichtigen, gut approximiert werden. Allerdings sind systematische Abweichungen zu beobachten, die nur anhand experimenteller Daten abgeschätzt und in zukünftigen Versionen der Codes verbessert werden können.

Die Energiespektren der Protonen sind denjenigen der Neutronen sehr ähnlich: sie zeigen ein Maximum bei kleinen, einen exponentiellen Abfall bei größeren Winkeln und erstrecken sich bis etwa zur doppelten Strahlenergie pro Nukleon. Auch die Energiespektren der schwereren, geladenen Fragmente haben ein Maximum, fallen jedoch bei höheren Energien steiler ab. Ihre höchsten nachgewiesenen Energien entsprechen etwa der Strahlenergie. Da die geladenen Fragmente in den dicken Targets erheblich stärker abgeschwächt werden als die Neutronen, liegen ihre Energiespektren unterhalb derjenigen der Neutronen, besonders für schwerere Fragmente und größere Emissionswinkel.

Das äußert sich auch in den Winkelverteilungen, die für Fragmente mit mehreren Nukleonen wesentlich steiler abfallen als für Neutronen und Protonen. Mit zunehmender Energie und Ordnungszahl der Primärionen werden die Winkelverteilungen aller Fragmente schmaler und die absolute Anzahl steigt an. Dementsprechend verhalten sich auch die Ausbeuten, d. h. die Anzahl der in den vorderen Halbraum emittierten Fragmente. Besonders stark nimmt diejenigen der Neutronen zu. Wird ihre Abschwächung im Target berücksichtigt, ist die Ausbeute proportional zum geometrischen Wirkungsquerschnitt, der Zahl der Neutronen im Projektil, der Reichweite der Primärionen und ihrer Energie im Quadrat [Kur00].

Der im Rahmen der vorliegenden Arbeit zusammengestellte und kalibrierte BaF<sub>2</sub>-Teleskop-Detektor, kann nun für weitere anwendungsbezogene und grundlagenorientierte Messungen eingesetzt werden. Zum besseren Verständnis der Teilchenerzeugung und deren Transport in Materie würden sich Fragmentmessungen anbieten, bei denen die Energie der Projektilionen und die Targetdicke systematisch variiert wird. Nicht untersucht werden konnte bisher die Multiplizität der Fragmente, da hierfür ein segmentierter Detektor benötigt wird. Da der LAND koinzident einfallende Teilchen nachweisen kann, sind erste Erkenntnisse dies bezüglich aus den Ergebnissen der LAND-Auswertung zu erwarten. Im Hinblick auf die Tumorthherapie ist es von großem Interesse, die Fragmentausbeuten, die in der Bestrahlungsplanung berechnet werden, mit den gemessenen Winkelverteilungen und Ausbeuten zu vergleichen und die Modellierung gegebenenfalls entsprechend zu verbessern. Wünschenswert wäre auch die Untersuchung der Neutronenemission mit einem Detektor höherer Effizienz bei niedrigen Neutronenenergien. Somit könnte die Neutronendosis auch im Bereich niedriger Energie abgeschätzt werden, die bislang unterhalb der Nachweisschwelle lagen.



# Anhang A

## Datenaufnahme

### A.1 Korrelierter Modus (list mode)

Ein Blockdiagramm der Koinzidenzelektronik und der Datenaufnahme im korrelierten Modus ist in Abbildung A.1 dargestellt.

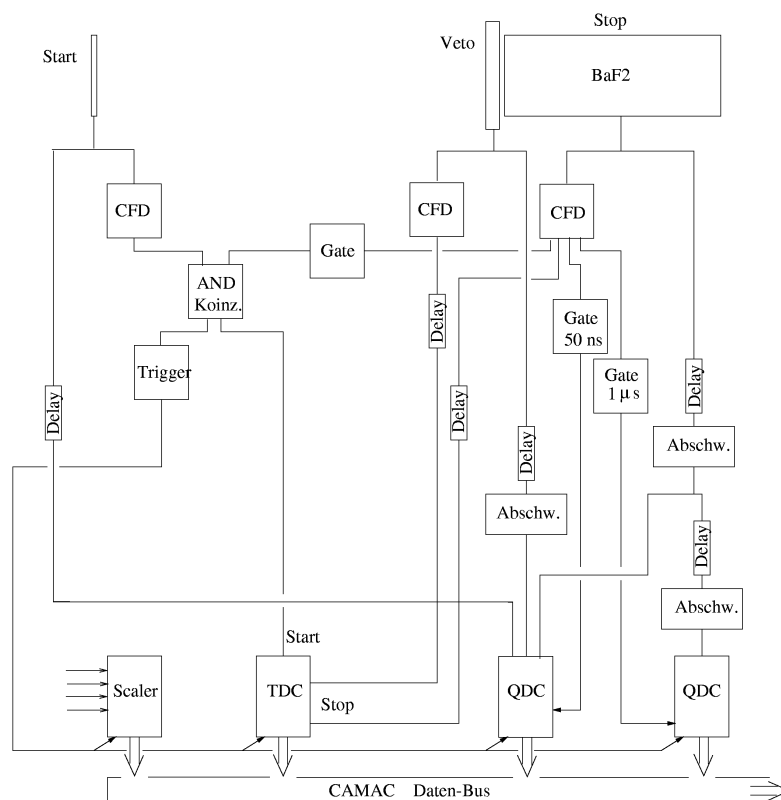


Abbildung A.1: Blockdiagramm der Koinzidenzelektronik und der Datenaufnahme im korrelierten Modus, wie sie für Messungen am Wasser-, Kohlenstoff- und Eisentarget und — ohne den Start-Detektor — auch bei der Patientenbehandlung verwendet wurde.



Die Anodensignale von Start-, Veto- und BaF<sub>2</sub>-Szintillatoren wurden parallel aufgespalten. Je ein Zweig wurde analog verzögert und abgeschwächt, um in einem Charge-to-Digital-Converter (QDC, LRS 2249A) über einem gemeinsamen, 50 ns langen Intervall integriert zu werden. Das analoge Anodensignal des BaF<sub>2</sub>-Detektors wurde noch einmal verzweigt und in einem anderen, baugleichen QDC über 1  $\mu$ s integriert. Die Integration des Anodensignals des BaF<sub>2</sub>-Detektors über ein kurzes und ein langes Intervall ist eine Methode der Pulsformanalyse, die zur Trennung von Photonen und Neutronen eingesetzt werden kann (siehe Abschnitt 2.3.4). Aus den verbliebenen Zweigen der Anodensignale werden mit Constant-Fraction-Diskriminatoren (CFD, GSI-CF 8000) sehr kurze Pulse erzeugt, die eine amplitudenunabhängige, genaue zeitliche Definition der Signale ermöglichen. Aus diesen logischen Signalen von Start- und BaF<sub>2</sub>-Detektor wurde mit einem AND-Koinzidenzmodul (CO 4001) das Triggersignal erzeugt. Ein zweiter Ausgang dieses Koinzidenzmoduls lieferte ein Überlappsignal, dessen Anstiegsflanke sich mit der Anstiegsflanke des Signals des Start-Detektors deckte und die Flugzeitmessung in einem TDC (TDC, LRS 2228A) startete. Gestoppt wurden die Flugzeitmessungen von den schnellen Anodensignalen des Veto- und des BaF<sub>2</sub>-Detektors. Aus logischen Signalen des BaF<sub>2</sub>-Szintillators wurden außerdem in Gate-Generatoren (GG 8000 und LRS 222) Signale von 50 ns und 1  $\mu$ s Länge erzeugt, die die Integrationsintervalle der QDC's definierten. In einem elektronischen Zähler wurden die an den CFD-Modulen der Anodensignale der drei Szintillatoren, an der AND-Koinzidenz zwischen Start- und BaF<sub>2</sub>-Detektor, d. h. dem Trigger, und an einer (im Blockdiagramm des CMI-Modus eingezeichneten) Koinzidenz zwischen Veto- und BaF<sub>2</sub>-Detektor abgegriffenen Zählraten aufgezeichnet. Zusätzlich wurde die Zählrate eines Pulsers zur Bestimmung der Meßdauer und die Anzahl der vom Datenaufnahme-System verarbeiteten Ereignisse ausgelesen.

## A.2 Aufnahme von Singles Spektren

Im Unterschied zum korrelierten Modus werden im sogenannten CMI-Modus (CAMAC-Memory-Increment), der auch als Singles Mode bezeichnet wird, die digitalisierten Meßgrößen direkt als Spektrum abgespeichert wie bei einem Vielkanalanalysator. Dazu wurden die CAMAC-Speichermodule MR2000 [Popb] mit einer Speichergröße von 64 kB und einer Tiefe von 3 Byte pro Kanal eingesetzt. Die zu messenden analogen Signale werden mit schnellen Analog-to-Digital-Convertern (ADC, SILENA 7420 / 400 MHz) digitalisiert. Die ADC-Module sind über eine parallele Datenleitung direkt mit den MR2000-Modulen verbunden. Das Abspeichern der Daten erfolgt sehr schnell (450 ns) und ohne Beteiligung des Computers. Hierin liegt der besondere Vorteil dieses Systems. Die geringe Totzeit wird im wesentlichen von der Konversionszeit der ADC-Module (5,8  $\mu$ s bei SILENA 7420 und 2k Auflösung) bestimmt.

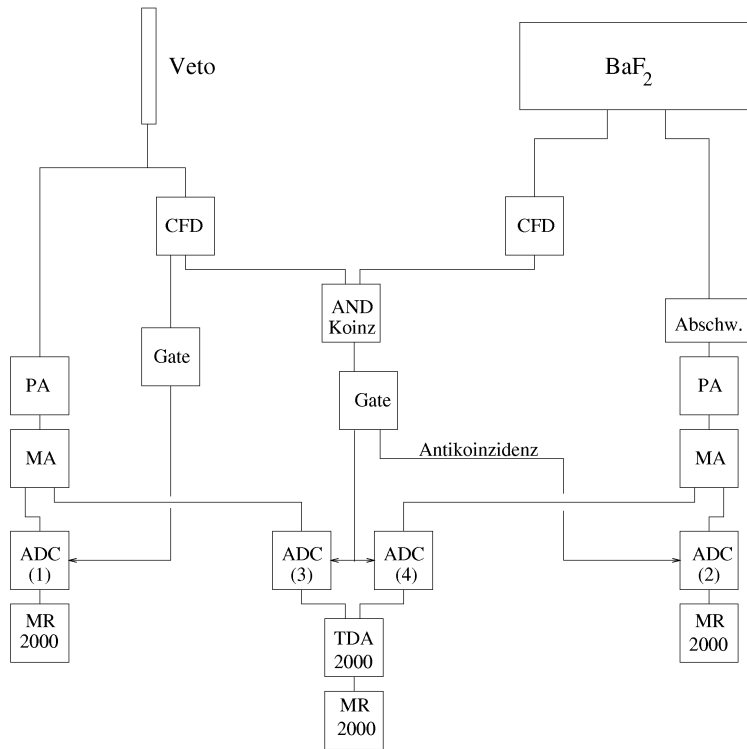


Abbildung A.2: Blockdiagramm der Datenaufnahme im CMI-Modus, wie sie für alle durchgeführten Messungen verwendet wurde. Die im CMI-Modus bestimmten Ausbeuten sind wegen der geringen Totzeit von nur einigen Mikrosekunden nur mit geringen Totzeitfehlern behaftet.

Ein Blockdiagramm der Datenaufnahme im CMI-Modus ist in Abbildung A.2 dargestellt. Das Anodensignal des Veto-Detektors wurde aufgespalten und ein Zweig mit einem CFD-Modul digitalisiert. Aus dem Anodensignal des BaF<sub>2</sub>-Szintillators wurde mit einem CFD ein logisches Signal erzeugt. Als Analogsignal wurde das Dynodensignal des BaF<sub>2</sub>-Detektors verwendet. Die Amplitude des BaF<sub>2</sub>-Dynodensignals wurde in einem Abschwächer reduziert und es wurde, wie auch das analoge Anodensignal des Veto-Detektors, in einem Vorverstärker (PA, Canberra 2005) und einem Hauptverstärker (MA, IN 7243 E) geformt und verstärkt. Aufgezeichnet wurden diese Signale in vier, nahezu baugleichen Analog-to-Digital-Convertern (SILENA 7420 und 7421). Die verstärkten Signale des Veto-Detektors lagen an ADC(1) an, der von einem — aus dem logischen Signal des selben Szintillators erzeugten — Gate gesteuert wurde. ADC(1) registrierte somit alle im Veto-Detektor nachgewiesenen Ereignisse. ADC(2) wurde von einem invertierten Koinzidenzsignal freigeschaltet, d. h. dann, wenn keine Koinzidenz zwischen Veto- und BaF<sub>2</sub>-Szintillator vorlag. Er zeichnete also nur Signale des BaF<sub>2</sub>-Detektors, die durch neutrale Teilchen erzeugt wurden, auf. In ADC(3) und ADC(4) wur-

den Signale des Veto- bzw. des BaF<sub>2</sub>-Szintillators dann aufgezeichnet, wenn beide Detektoren im gleichen Zeitintervall angesprochen hatten. Diese ADC's registrierten darum nur geladene Fragmente. Mit einem speziell dafür konstruierten Modul, dem TDA 2000 [Popb] konnten die digitalisierten Signale von ADC(3) und ADC(4) korreliert und in gegenseitiger Abhängigkeit zweidimensional dargestellt werden. Dazu wurde der 64kB Speicher des MR2000 als zweidimensionaler Speicher mit 256 x 256 Kanälen betrieben. Die Speichermodule MR 2000 wurden nur am Ende jeder Messung ausgelesen und abgespeichert.

# Anhang B

## Kalibration der Impulshöhenspektren

Impulshöhenspektren werden bei dem hier verwendeten Versuchsaufbau nur benötigt, um Schwellen zu setzen bzw. zu überprüfen. Die Energien der Neutronen und geladenen Fragmente können dagegen mit der Flugzeitmessung sehr viel exakter ermittelt werden. Wegen der exponentiellen Abhängigkeit der Neutroneneffizienz des  $\text{BaF}_2$ -Detektors ist aber gerade die Bestimmung der Nachweisschwelle und damit die Kalibrierung der Impulshöhenspektren sehr wichtig für die Bestimmung von Fragmentausbeuten.

Im Folgenden wird die Methodik einer Impulshöhenkalibrierung in  $\alpha$ -Äquivalent an verschiedenen Beispielen gezeigt. Die angegebenen Kalibrationsgleichungen dienen nur der Erläuterung. Sie gelten nur für die jeweilige Messung und müssen für jeden Versuchsaufbau aufs Neue bestimmt werden.

Bei jeder Strahlzeit wurde der Untergrund der intrinsischen  $\alpha$ -Aktivität des  $\text{BaF}_2$ -Kristalls unter Experimentbedingungen aufgezeichnet. Da die  $\alpha$ -Linien unterhalb der im Experiment verwendeten Nachweisschwelle liegen, mußte allerdings die Verstärkung der Signale vor dem ADC erhöht bzw. die Abschwächung der Signale vor dem QDC reduziert werden. In Untergrundmessungen wurde die Linearität der Verstärkung und der Abschwächung überprüft, siehe Abbildung B.1. Somit konnte aus der bei mindestens zwei verschiedenen Verstärkungen bzw. Abschwächungen gemessenen Position der  $\alpha$ -Linien deren Position unter Experimentbedingungen berechnet werden.

So wurde die Neutroneneffizienz für eine Neutronenenergie von 198,2 MeV an den iThemba LABS beispielsweise bei einer Verstärkung von 2,5 gemessen. Untergrundmessungen nach Beendigung der Strahlzeit wurden mit Verstärkungen von 5 und 10 durchgeführt. Aus diesen beiden Messungen wurde, wie in Abbildung B.2 dargestellt, die Position der  $\alpha$ -Linien bei der Experimentverstärkung berechnet.

Wie in Abschnitt 2.3.5 erörtert, ist die Beziehung zwischen der Energie der  $\alpha$ -Teilchen und der Impulshöhe gerade im niederenergetischen Bereich nicht linear. Für Protonen besteht hingegen ein linearer Zusammenhang zwischen Energie und Impulshöhe, weshalb sich eine Kalibration der Impulshöhenspektren in Protonenäquivalent anbietet. Die Umrechnung erfolgt anhand von Messungen in gemischten Strahlungsfeldern, für die sowohl Impulshöhenspektren als auch Flugzeitmessungen

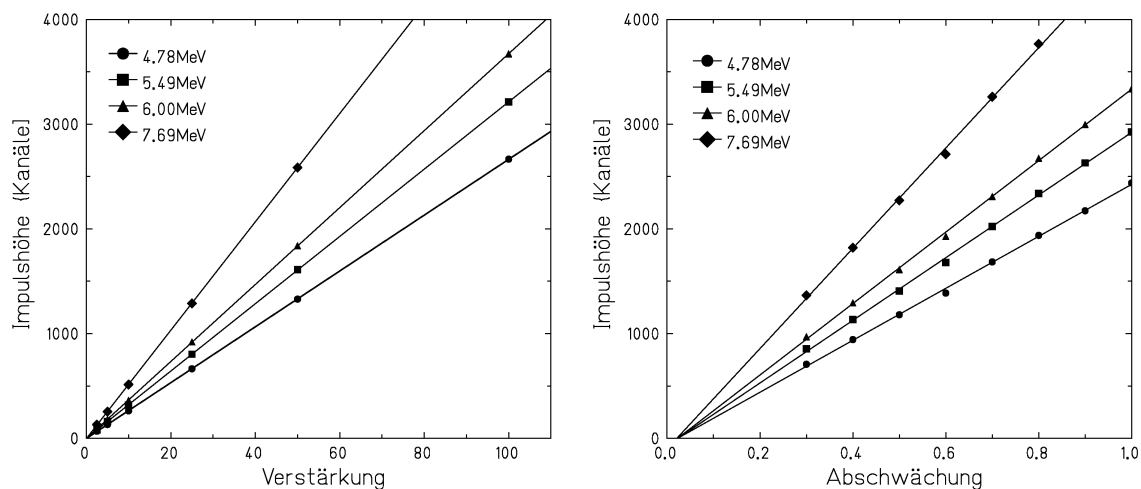


Abbildung B.1: Die Position der  $\alpha$ -Linien im Impulshöhenspektrum hängt linear von der Verstärkung der Hauptverstärkers und der Abschwächung des sog. Attenuators ab.

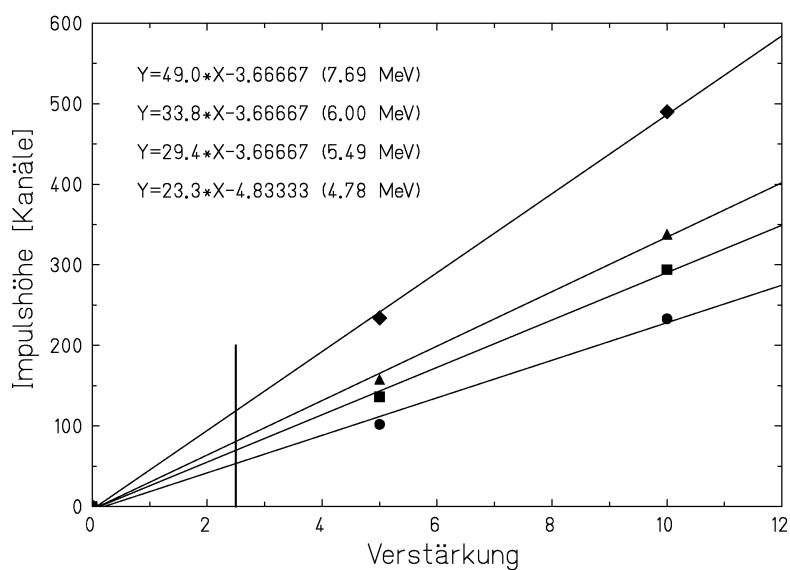


Abbildung B.2: Aus den Untergrundmessungen bei Verstärkungen von 5 und 10 kann die Position der  $\alpha$ -Linien im Impulshöhenspektrum bei der Verstärkung 2,5 — welche im Experiment verwendet wurde — berechnet werden.

respektive Energieverteilungen vorliegen. Aufgrund dieser Daten konnte zwischen der Energie der  $\alpha$ -Teilchen  $E_\alpha$  und der im  $\text{BaF}_2$ -Kristall deponierten Energie (Impulshöhe) eine Abhängigkeit hergeleitet werden, siehe Abbildung 2.11. Unterhalb

von 40 AMeV, also 160 MeV, ist dieser Zusammenhang quadratisch, oberhalb linear.

$$\begin{aligned} E_\alpha < 40 \text{ AMeV} \quad Kanal &= -5,63 + 0,305 \cdot E_\alpha [\text{MeV}] + 0,00356 \cdot E_\alpha^2 [\text{MeV}] \\ E_\alpha > 40 \text{ AMeV} \quad Kanal &= -60,0 + 1,26 \cdot E_\alpha [\text{MeV}] \end{aligned}$$

Die durch Protonen im BaF<sub>2</sub>-Kristall deponierte Energie (Impulshöhe) ist eine lineare Funktion der, aus der Flugzeit bestimmten, Protonenenergie:

$$Kanal = -13,02 + 1,37 \cdot E_p [\text{MeV}]$$

Anhand dieser Gleichungen kann die Energie der  $\alpha$ -Teilchen in eine Protonen-Äquivalentenergie umgerechnet werden und somit die Impulshöhenspektren in Protonenäquivalent kalibriert werden:

$$\begin{aligned} E_\alpha < 40 \text{ AMeV} \quad E_p &= 5,389 + 0,222 \cdot E_\alpha [\text{MeV}] + 0,0026 \cdot E_\alpha^2 [\text{MeV}] \\ E_\alpha > 40 \text{ AMeV} \quad E_p &= -34,296 + 0,92 \cdot E_\alpha [\text{MeV}] \end{aligned}$$

Abbildung B.3 zeigt die Kalibration eines Impulshöhenspektrums in Protonen-Äquivalentenergie. Mit der Methode der kleinsten quadratischen Abweichung wurde eine Gerade an die nun in Protonen-Äquivalentenergie vorliegenden Meßpunkte der  $\alpha$ -Aktivität gelegt.

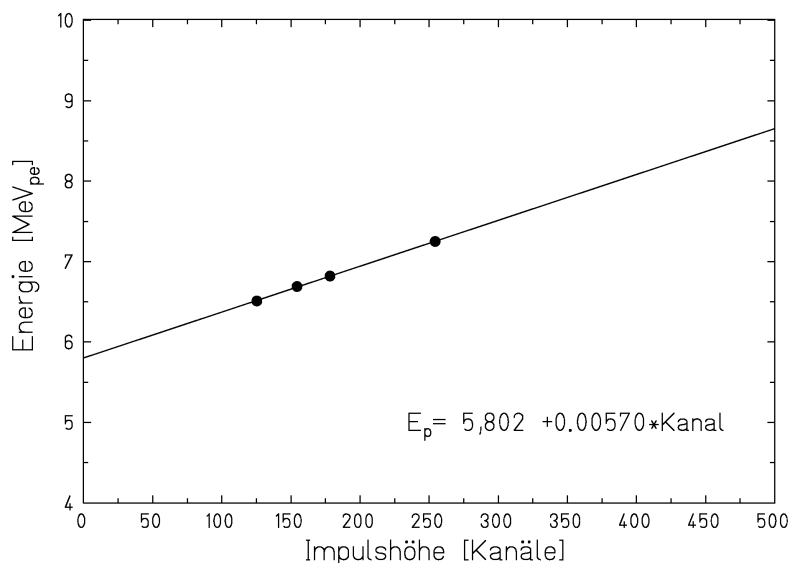


Abbildung B.3: Kalibration der Impulshöhenspektren für die an einem Neutronenstrahl der Energie 45,4 MeV durchgeführten Messungen. Die Kalibrationsgerade wurde durch einen Fit an die Punkte der Untergrundaktivität des BaF<sub>2</sub>-Szintillators ermittelt.

Diese Art der Kalibration verursacht jedoch für Ereignisse hoher Energie eine große Unsicherheit, da zur Kalibrierung nur Punkte mit sehr niedrigen Energien verwendet wurden, die weit vom tatsächlichen Meßbereich entfernt liegen.

Deshalb wurden Ereignisse bekannter Energie, die im Impulshöhenspektrum eindeutig zugeordnet werden können, als zusätzliche Kalibrationspunkte herangezogen. In gemischten Strahlungsfeldern bieten sich hierfür Protonen an, deren Energie durch Flugzeitmessungen bestimmt wurde. In reinen Strahlen, wie beispielsweise quasi-monoenergetischen Neutronenstrahlen, kann hierzu der maximal mögliche Energieübertrag der Neutronen im  $\text{BaF}_2$ -Kristall, also die hochenergetische Kante des Impulshöhenspektrums, verwendet werden. Die neue Kalibration mit diesem zusätzlichen Punkt wird in Abbildung B.4 gezeigt. Sie hat den Vorteil, daß die Kalibration nun auf einer Interpolation des gesamten Meßbereichs beruht und nicht mehr auf einer stark fehlerbehafteten Extrapolation.

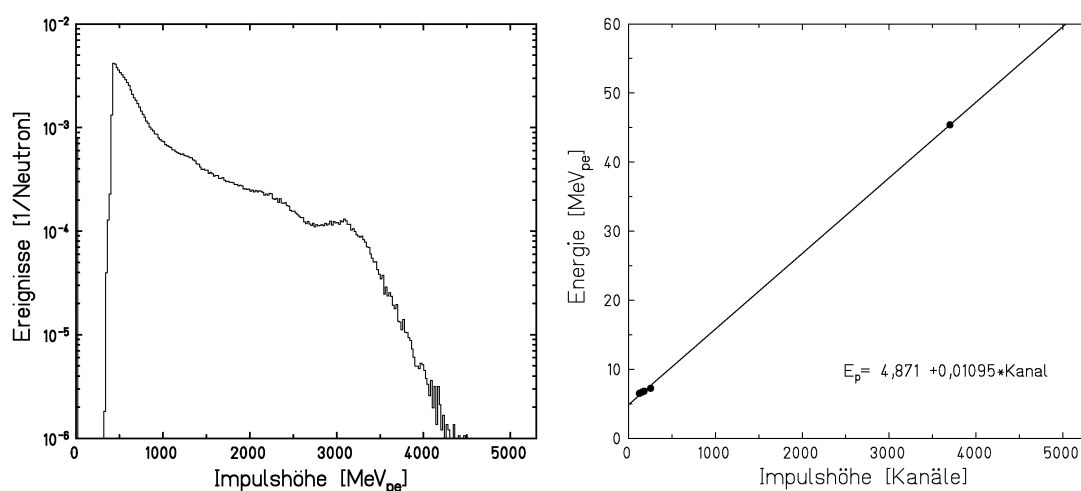


Abbildung B.4: Impulshöhenspektrum und Kalibrationsgerade für die Messung am Neutronenstrahl der Energie 45,4 MeV am UCL. Der Endpunkt des Impulshöhenspektrums wurde zur Absicherung der Kalibration verwendet.

# Anhang C

## Energieberechnung aus der Flugzeit

### C.0.1 Neutronenenergie

Die kinetische Energie der Neutronen ergibt sich durch Gleichsetzen aus den relativistischen Energiesätzen:

$$E_{ges} = \gamma \cdot m_0 c^2 \quad (C.1)$$

$$E_{ges} = m_0 c^2 + E \quad (C.2)$$

wobei  $E_{ges}$  und  $E$  die gesamte und die kinetische Energie der Neutronen bezeichnen,  $m_0 c^2$  die Ruhemasse des Neutrons mit 939,573 MeV und  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  den relativistischen Faktor. Auflösen nach der kinetischen Energie und Ersetzen der relativen Geschwindigkeit  $\beta$  durch  $\beta = \frac{v}{c} = \frac{l}{t \cdot c}$  ergibt die Energie der Neutronen in Abhängigkeit von ihrer Flugzeit  $t$  und der Länge der Flugstrecke  $l$ .

$$E_{kin} = \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{l}{t \cdot c}\right)^2}} - 1 \right) \cdot m_0 c^2 \quad (C.3)$$

Bei der Berechnung der Neutronenenergie wurde auch berücksichtigt, daß die gemessene Flugzeit  $t$  sich aus der Zeit zusammensetzt, die das  $^{12}\text{C}$ -Ion vom Start-Detektor bis zum Ort der Wechselwirkung im Target benötigt und der Zeit, in der das Neutron die Entfernung bis zum  $\text{BaF}_2$ -Detektor zurücklegt. Da der genaue Ort der Fragmentation im Target nicht bestimmt werden kann, wurde er in der Mitte der Reichweite des Primärions angenommen.

Die Energieauflösung der Energiespektren wurde mit der Gauss'schen Fehlerentwicklung berechnet. Fehlerbehaftete Größe ist die Flugzeit  $t$ . Ihr Fehler setzt sich zusammen aus der mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen bestimmten Zeitauflösung von 0,8 ns und den Differenzen in der Flugzeit, die auf einem unbekannten Entstehungsort der Fragmente im Target und — für die Neutronen — auf einem unbekannten Nachweisort im  $\text{BaF}_2$ -Kristall beruhen. Die Zeitauflösung kann somit wie folgt ausgedrückt werden:

$$\Delta t = \sqrt{(\Delta \tau)^2 + \left(\frac{\Delta x}{v}\right)^2 + \left(\frac{\Delta y}{v}\right)^2} \quad (C.4)$$



$\Delta\tau$  entspricht der Zeitauflösung des Systems aus Start- und BaF<sub>2</sub>-Detektor,  $v$  der Neutronengeschwindigkeit,  $\Delta x/v$  der Zeitdifferenz, die durch Fragmentierung am Beginn oder am Ende des Targets entstehen kann ( $\Delta x \equiv$  Targetdicke ab Wechselwirkungsort) und  $\Delta y/v$  der Zeitdifferenz, die durch Nachweis der Neutronen direkt beim Eintritt in den BaF<sub>2</sub>-Kristall oder erst an dessen Ende erzeugt werden kann ( $\Delta y \equiv$  halbe Länge des BaF<sub>2</sub>-Kristalls).

Durch Zusammenfassung der fehlerbehafteten Größen in  $\Delta t$  ergibt sich die Energieauflösung der Neutronenenergie aus:

$$\Delta E = \left| \frac{\partial E}{\partial t} \right| \cdot \Delta t \quad (\text{C.5})$$

Die Berechnung der partiellen Ableitung der kinetischen Neutronenenergie nach der Zeit ergibt

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\gamma \cdot (\gamma + 1) \cdot \frac{E}{t} \quad (\text{C.6})$$

und somit Gleichung 3.4.

### C.0.2 Energie geladener Fragmente

Für die Bestimmung der Energie geladener Fragmente aus ihren gemessenen Flugzeiten müssen deren Energieverluste in Materie berücksichtigt werden. Diese und die Flugzeiten der Fragmente wurden mit dem Energieverlustprogramm ATIMA berechnet. Angenommen wurde wiederum, daß die Fragmentation nach der halben Reichweite des Primärions stattfindet, d. h. die gemessene Flugzeit aus der Flugzeit  $t_1$  des Primärions vom Start-Detektor bis zur Hälfte der Reichweite ( $t_1 = 0,67$  ns für <sup>12</sup>C-Ionen auf Wasser) und aus der Flugzeit des jeweiligen Fragments  $t_2$  zusammengesetzt ist. Die Flugzeiten  $t_2$  und die Energieverluste wurden mit ATIMA für die Fragmente <sup>1</sup>H, <sup>2</sup>H, <sup>3</sup>H, <sup>3</sup>He und <sup>4</sup>He von der Hälfte der Reichweite des Primärions im Target bis zum Beginn des BaF<sub>2</sub>-Kristalls in 20 MeV-Schritten berechnet. Dafür wurden alle von den Fragmenten durchdrungenen Materialien in folgender Reihenfolge berücksichtigt: 8,5 cm Wasser, 2,98 m Luft, 9 mm Plastik des Veto-Szintillators zuzüglich seiner Ummantelung von je 1 mm Dicke, 5 mm Luft und das Gehäuse des BaF<sub>2</sub>-Szintillators, das aus 1 mm Aluminium, einigen Schichten Teflon und einer Aluminiumfolie zur Reflexion der Szintillationsstrahlung besteht. Die daraus erzeugte Korrelation der Fragmentenergien am BaF<sub>2</sub>-Kristall zur gemessenen Flugzeit  $t = t_1 + t_2$  konnte im gesamten Energiebereich gut durch Polynome fünften Grades angenähert werden, die zur Berechnung der Fragmentenergien in das Analyseprogramm übernommen wurden. Abbildung C.1 zeigt die mit ATIMA berechneten Flugzeiten zu den entsprechenden Energien und die an diese Punkte angenäherten Polynome für die Isotope von Wasserstoff und Helium, die bei der Bestrahlung von Wasser mit <sup>12</sup>C-Ionen erzeugt wurden.

Polynome für die Berechnung der Fragmentenergien aus den gemessenen Flugzeiten, die für die Analyse der Experimente am Wassertarget bestimmt wurden:

$$\begin{aligned}
 E_p &= 10576,1 - 1832,38 \cdot t + 129,89 \cdot t^2 - 4,626 \cdot t^3 + 0,0821 \cdot t^4 - 0,0006 \cdot t^5 \\
 E_d &= 4279,59 - 595,91 \cdot t + 34,62 \cdot t^2 - 1,022 \cdot t^3 + 0,015 \cdot t^4 - 8,97 \cdot 10^{-5} \cdot t^5 \\
 E_t &= 3546,87 - 461,36 \cdot t + 24,99 \cdot t^2 - 0,685 \cdot t^3 + 0,009 \cdot t^4 - 5,14 \cdot 10^{-5} \cdot t^5 \\
 E_{^3\text{He}} &= 7690,23 - 1281,99 \cdot t + 89,06 \cdot t^2 - 3,16 \cdot t^3 + 0,0564 \cdot t^4 - 0,0004 \cdot t^5 \\
 E_{^4\text{He}} &= 6385,07 - 1008,99 \cdot t + 66,51 \cdot t^2 - 2,23 \cdot t^3 + 0,038 \cdot t^4 - 0,0003 \cdot t^5
 \end{aligned}$$

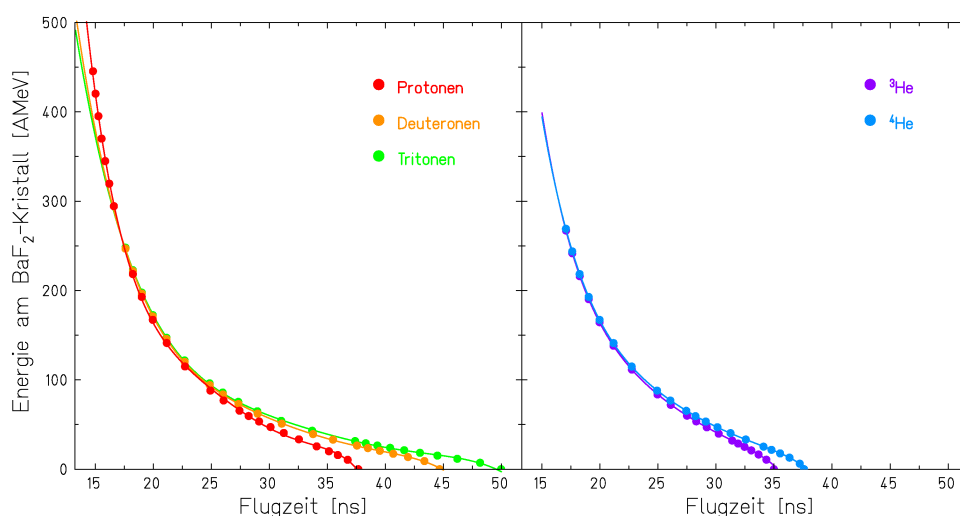


Abbildung C.1: Korrelation der Energien geladener Fragmente beim Eindringen in den BaF<sub>2</sub>-Kristall mit der zwischen Start- und BaF<sub>2</sub>-Detektor gemessenen Flugzeit  $t$ . Die Berechnungen wurden mit dem Energieverlustprogramm ATIMA durchgeführt und berücksichtigen alle von den Fragmenten durchdrungenen Materieschichten.

Die oben angegebenen Funktionen zur Berechnung der Energien geladener Fragmente aus ihren Flugzeiten gelten jedoch nur für den in Kapitel 3 beschriebenen Versuchsaufbau, bei dem ein 12,78 cm dickes Wassertarget mit 200 AMeV <sup>12</sup>C-Ionen in Cave A der GSI bestrahlt wurde.

Für andere Targetmaterialien oder abweichende geometrische Anordnungen, wie sie beispielsweise bei den in Kapitel 5 beschriebenen Experimenten verwendet wurden, sind sie jeweils neu zu berechnen. Die dort benutzten Strahl- und Targetparameter sowie die Abstände der Detektoren zum Target sind in Tabelle C.1 zusammengefaßt. Zur Berechnung der gesamten Flugzeit der Fragmente  $t_2$  muß außerdem auch die Ummantelung der Detektoren und deren Material berücksichtigt werden. Diese sowie die Distanzen zwischen Veto- und BaF<sub>2</sub>-Szintillator waren für alle Messungen identisch (siehe oben).

Tabelle C.1: Anhand der Entfernung zwischen Start-Detektor und Targetbeginn sowie der Hälfte der Reichweiten  $R$  der Primärionen kann Flugzeit der Primärionen  $t_1$  berechnet werden, die im Mittel bis zur Fragmentierung vergeht. Die Energieverluste bzw. die Flugzeit der Fragmente ergibt sich in Abhängigkeit von ihrer Energie aus der noch zu durchdringenden Targetdicke  $\Delta d$  und der Strecke, die sie noch bis zum Veto-Detektor zurücklegen müssen.

Primärionen	$^{12}\text{C}$	$^{12}\text{C}$	$^{12}\text{C}$	$^{238}\text{U}$
Energie	200 AMeV	400 AMeV	1 AGeV	1 AGeV
Target	Wasser	Graphit	Eisen	Eisen
Strecke Start-Target [cm]	4,0	31,7	31,7	31,7
$R$ der Primärionen [cm]	8,58	13,97	19,39	1,56
Flugzeit $t_1$ [ns]	0,67	2,63	1,59	1,21
Targetdicke $\Delta d$ [cm]	8,5	13,02	10,31	19,22
Strecke Target-Veto [cm]	298	479	479	479

Die Polynomfunktionen, die sich am besten zur Modellierung der Energien der geladenen Fragmente in Abhängigkeit der Flugzeiten eignen, sind im folgenden explizit angegeben.

#### $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 400 AMeV auf Graphit

$$\begin{aligned}
 E_p &= 15770 - 1959 \cdot t + 98,45 \cdot t^2 - 2,463 \cdot t^3 + 0,03050 \cdot t^4 - 1,491 \cdot 10^{-4} \cdot t^5 \\
 E_d &= 9899 - 1096 \cdot t + 49,28 \cdot t^2 - 1,103 \cdot t^3 + 0,01219 \cdot t^4 - 5,306 \cdot 10^{-5} \cdot t^5 \\
 E_t &= 11700 - 1240 \cdot t + 52,03 \cdot t^2 - 1,066 \cdot t^3 + 0,01063 \cdot t^4 - 4,131 \cdot 10^{-5} \cdot t^5 \\
 E_{^3\text{He}} &= 16844 - 2135 \cdot t + 109,9 \cdot t^2 - 2,831 \cdot t^3 + 0,03624 \cdot t^4 - 1,840 \cdot 10^{-4} \cdot t^5 \\
 E_{^4\text{He}} &= 13954 - 1677 \cdot t + 81,72 \cdot t^2 - 1,985 \cdot t^3 + 0,02391 \cdot t^4 - 1,139 \cdot 10^{-4} \cdot t^5
 \end{aligned}$$

#### $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 1 AGeV auf Eisen

$$\begin{aligned}
 E_H &= 20079 - 2547 \cdot t + 129,5 \cdot t^2 - 3,254 \cdot t^3 + 0,04025 \cdot t^4 - 1,959 \cdot 10^{-4} \cdot t^5 \\
 E_{He} &= 20875 - 2675 \cdot t + 137,3 \cdot t^2 - 3,487 \cdot t^3 + 0,04359 \cdot t^4 - 2,143 \cdot 10^{-4} \cdot t^5
 \end{aligned}$$

#### $^{238}\text{U}$ -Ionen mit 1 AGeV auf Eisen

$$\begin{aligned}
 E_H &= 17643 - 2166 \cdot t + 107,1 \cdot t^2 - 2,628 \cdot t^3 + 0,03187 \cdot t^4 - 1,525 \cdot 10^{-4} \cdot t^5 \\
 E_{He} &= 18658 - 2318 \cdot t + 115,9 \cdot t^2 - 2,875 \cdot t^3 + 0,03520 \cdot t^4 - 1,699 \cdot 10^{-4} \cdot t^5
 \end{aligned}$$

# Anhang D

## Fehlerabschätzung

Die Unsicherheiten der Messungen setzen sich aus statistischen und systematischen Fehlern zusammen. Wenn nicht anders vermerkt, sind nur die statistischen Fehler in den Spektren eingezeichnet.

Da die Unsicherheiten durch unterschiedliche experimentelle Bedingungen teilweise voneinander abweichen, sind in Tabelle D.1 zusammengestellt.

Tabelle D.1: Aufstellung der Meßunsicherheiten für die einzelnen Experimente. Für die während der Patientenbestrahlung durchgeführten Messungen wurde in Klammern jeweils der statistische Fehler angegeben, der für die Auswertung einzelner Energiestufen gilt.

	Unsicherheiten [%]		
	Wassertarget	Tumorthherapie	Schwere Targets
statistische Fehler (gel. Frag.)	0,5–10	0,1–10 (2,5–20)	0,5–25
statistische Fehler (Neutronen)	0,6–5	0,2–1 (6–10)	0,4–5
Neutroneneffizienz	10	10	10
Öffnungswinkel	5	5	4
Totzeit	5	20	5
Extrapolation bis 90°	10	10	5
Summe der Unsicherheiten:			
geladene Teilchen	16	25 (30)	15
Neutronen	17	25 (28)	14

Die Unsicherheit der Neutroneneffizienz ergibt sich aus den in Kapitel 2 diskutierten Fehlern der Effizienzgewinn. Die Fehler des Öffnungswinkels beruht hauptsächlich auf der Ungewissheit in der Länge der Flugstrecke. Diese ergibt sich aus dem nicht genau bekannten Ort der Erzeugung im Target und des Nachweis im BaF<sub>2</sub>-Kristall. Die Totzeitkorrektur ist mit einer Unsicherheit behaftet, da nur die Totzeit des Datenaufnahmesystems bestimmt werden konnte und die (wesentlich geringere) der Detektoren vernachlässigt werden musste. Bei der Extrapolation und Annäherung der Winkelverteilung durch Gauss- und Exponentialfunktionen können sich Abweichungen bis zu 10 % ergeben. Da die einzelnen Fehler unabhängig voneinander

sind, wurde die gesamte Unsicherheit der Messung durch quadratische Addition der einzelnen Beiträge bestimmt und ist in Tabelle D.1 getrennt für geladene Teilchen und Neutronen angegeben.

# Anhang E

## Normierung und Korrekturen der Tumortherapiemessungen

**Normierung auf Anzahl der Primärionen:** Die Anzahl der verwendeten Primärionen ist durch den Bestrahlungsplan vorgegeben und bei den Bestrahlungen eines bestimmten Patienten unter einem gegebenen Winkel konstant.

**Neutroneneffizienz:** Da in den Messungen während der Patientenbehandlung die Neutronenenergie aufgrund der fehlenden Flugzeitmessung nicht bestimmt werden konnte, wurde der Mittelwert der energieabhängigen Neutroneneffizienz zur Normierung verwendet. Er beträgt  $(16 \pm 2) \%$  oberhalb einer Nachweisschwelle von  $10 \text{ MeV}_{pe}$ .

**Untergrund:** Untergrundereignisse, deren Aufzeichnung in der Tumorthherapie nicht durch die Verwendung einer Koinzidenz aus den Signalen des Start- und des  $\text{BaF}_2$ -Detektors vermieden werden konnten, wurden regelmäßig in Strahlpausen gemessen und in der Off-line Analyse von den Impulshöhenspektren subtrahiert.

**Öffnungswinkel:** Die Berechnung des Öffnungswinkels beruht auf der Distanz der Detektoren zum Patienten und der jeweils aktiven Detektorfläche.

**Korrelierter Modus:** Die aktive Detektorfläche ist abhängig vom verwendeten Triggersignal und der sich anschließenden Off-line Analyse.

*Trigger durch  $\text{BaF}_2$ -Detektor:* Getriggert werden nur Ereignisse, die im  $\text{BaF}_2$ -Szintillator nachgewiesen werden. Im Fall geladener Teilchen werden also die Signale beider Detektoren aufgezeichnet, im Fall von Neutronen nur das Signal des  $\text{BaF}_2$ -Detektors. Der Öffnungswinkel entspricht somit der Fläche des  $\text{BaF}_2$ -Szintillators.

*Trigger durch Veto- und  $\text{BaF}_2$ -Detektor:* Ereignisse, die im Veto-, im  $\text{BaF}_2$ - oder in beiden Detektoren nachgewiesen werden, werden verarbeitet. Das bedeutet, daß auch Teilchen, die nur den Veto-Szintillator durchdringen

— der eine um 60 % größere Fläche als der BaF<sub>2</sub>-Szintillator hat — aufgezeichnet werden. Infolgedessen haben beide Detektoren unterschiedliche Öffnungswinkel.

Die Vergleichbarkeit der mit verschiedenen Triggersignalen gewonnenen Daten wurde dadurch erreicht, daß in der Off-line Analyse nur Ereignisse ausgewertet wurden, die im BaF<sub>2</sub>-Detektor nachgewiesen wurden. Die Ereignisse, die nur im Veto-Szintillators detektiert wurden, wurden verworfen, da sie nur durch geladenen Teilchen erzeugt wurden und keine Information bezüglich der Neutronen enthalten. Auch im Fall des ODER-Triggers muß der Berechnung des Öffnungswinkels somit nur die Fläche des BaF<sub>2</sub>-Detektors zugrunde gelegt werden.

**CMI-Modus:** Da im CMI-Modus beide Detektoren unabhängig voneinander ausgelesen wurden und die Daten nicht miteinander korreliert sind, muß für die Analyse der geladenen Fragmente der Öffnungswinkel des Veto-Detektors zur Normierung verwendet werden. Neutronen wurden hingegen nur innerhalb des Öffnungswinkels des BaF<sub>2</sub>-Detektors nachgewiesen. Berücksichtigt werden muß allerdings, daß bei der Analyse des im CMI-Modus aufgezeichneten  $\Delta E$ -E-Diagramms für geladene Teilchen auch der Öffnungswinkel des BaF<sub>2</sub>-Szintillators gilt, da es nur Ereignisse wiedergibt, die in beiden Detektoren registriert wurden.

**Totzeit des Datenaufnahmesystems** Die verwendeten Datenaufnahmesysteme waren auf Zählraten von etwa 1000 Ereignissen pro Sekunde im korrelierten Modus respektive von 10<sup>5</sup> im CMI-Modus ausgelegt. Strahlintensitäten zwischen 10<sup>6</sup> und 10<sup>8</sup> Ionen pro Sekunde, die in der Schwerionentumorthherapie üblich sind, verursachen deshalb hohe Totzeiten. Diese wurden für die einzelnen Modi folgendermaßen abgeschätzt:

**Korrelierter Modus:** Die Anzahl der Triggersignale entspricht derjenigen aller im Detektor nachgewiesenen Ereignisse, die vom Datenaufnahmesystem allerdings nicht alle verarbeitet werden können. Die Anzahl der tatsächlich verarbeiteten Ereignisse wird von einem Zähler mitprotokolliert und entspricht der Summe aller in den Impulshöhenspektrum enthaltenen Ereignisse. Die Totzeit ergibt sich aus dem Quotienten beider Anzahlen:

$$Totzeit_{korrr.Modus} = 1 - \frac{\text{Anzahl der verarbeiteten Ereignisse}}{\text{Anzahl der Triggersignale}} \quad (\text{E.1})$$

**CMI-Modus:** Wegen des unabhängigen Auslesens beider Detektoren, müssen deren Totzeiten einzeln abgeschätzt werden.

**Veto-Detektor:** Die Anzahl der im Szintillator nachgewiesenen Teilchen entspricht der Anzahl der im Constant-Fraction-Diskriminator (CFD) —

oberhalb einer niedrigen Schwelle — nachgewiesenen Ereignisse. Im Impulshöhenspektrum des Analog-to-Digital Konverters (ADC) sind hingegen nur noch die verarbeiteten Ereignisse enthalten.

$$Totzeit_{Veto,CMI} = 1 - \frac{\text{Summe der Ereignisse im ADC}}{\text{Anzahl der CFD-Signale}} \quad (\text{E.2})$$

*BaF<sub>2</sub>-Detektor:* Da der ADC des BaF<sub>2</sub>-Szintillators mit dem Antikoinzidenzsignal des Veto-Detektors gated wird, entspricht die Anzahl der CFD-Signale *nicht* der Zahl der zu verarbeitenden Ereignisse, da im CFD auch geladenen Teilchen mitgezählt werden. Da die Anzahl der zu verarbeitenden Neutronen nicht off-line ermittelt werden konnte, wurde die Totzeit der Datenaufnahme des BaF<sub>2</sub>-Detektors durch Interpolation von Totzeiten ermittelt, die on-line vom Zeigerinstrument des ADC-Moduls abgelesen wurden. Angenommen wurde dafür die Proportionalität der Totzeit mit der Zählrate des CFD.

$$Totzeit_{BaF_2,CMI} = 3,28 \cdot 10^{-8} \cdot (\text{Anzahl der CFD-Signale}) \quad (\text{E.3})$$

Tabelle E.1: Totzeiten der Datenaufnahme in Abhängigkeit vom Winkel der Detektorteleskops am Beispiel der Bestrahlungen von Patient Clara

Winkel	Totzeiten [%]		
	Korrelierter Modus	CMI-Modus	
		Veto-Detektor	BaF <sub>2</sub> -Detektor
0°	98	47	6
5°	94	30	2
10°	91	15	1
60°	76	0	0





# Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog-to-Digital-Converter
ATIMA	„Atomic Interaction in Matter “ Programm zur Berechnung atomarer Wechselwirkungen von Ionen in Materie
BUU	Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck Modell
CAMAC	„Computer Automated Measurement and Control “ Digitale Schnittstelle zwischen Datenaufnahmemodulen und Datenbus
CFD	Constant-Fraction-Discriminator
CMI	CAMAC-Memory-Increment
DCM	Dubna Cascade Model
FWHM	Halbwertsbreite (Full Width at Half Maximum)
GSI	Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt
HIC	Heavy-Ion-Code
HIMAC	Heavy Ion Medical Accelerator, Chiba, Japan
ICRP	International Commission on Radiological Protection
ICRU	International Commission on Radiation Units and Measurements
IMRT	Intensitäts-modulierte Bestrahlung
LAHET	Los Alamos High Energy Transport
LAND	Large Area Neutron Detector
LBL	Lawrence Berkeley Laboratory, USA
LET	Linearer Energietransfer
MSDM	Many-Stage-Dynamical-Model, Fragmentierungs-Code
NE102A	Plastik-Szintillator
NE213	Flüssig-Szintillator
NIM	Nuclear Instrument Module
PHITS	Particle-and-Heavy-Ion-Transport-Code-System
PRT	Protonen-Rückstoß-Teleskop
QDC	Charge-to-Digital-Converter
RBW	Relative Biologische Wirksamkeit
SIS 18	Schwerionensynchrotron der GSI (18 Tm)
TDC	Time-to-Digital-Converter
TRIP	TReatment plannIng for Particles



# Verzeichnis der Symbole und Formelzeichen

$A_P$	Massenzahl des Projektils
$A_T$	Massenzahl des Targetkerns
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$	Relativistischer Faktor
$d$	Targetdicke
$\Delta d$	Vom Fragment noch zu durchdringende Targetdicke
$D_{biol}$	Biologische Dosis
$D_{phys}$	Physikalische Dosis
$D_{Röntgen}$	Durch Röntgenstrahlung übertragene Dosis
$D_{Teilchen}$	Durch Teilchen übertragene Dosis
$E$	Kinetische Energie
$E_{ges}$	Gesamtenergie
$E_n$	Neutronenenergie
$E_p$	Protonenenergie
$\Delta E_p$	Energieverlust der Protonen im Li-Target
$E_P$	Projektilenergie
$E_R$	Energie des Rückstoßkerns
$\varepsilon_0(E_n)$	Effizienz bei einer Nachweisschwelle von 0 MeV
$\varepsilon(E_n)$	Effizienz
$\Phi_n$	Neutronenfluenz
$h_\Phi$	Konversionskoeffizient Fluenz in Äquivalentdosis
$H^*$	Äquivalentdosis
$H^*(10)$	Äquivalentdosis in 10 mm Gewebetiefe
$H_{max}^*$	Äquivalentdosis in der Tiefe der maximalen Dosis
$H_T$	Organdosis
$l$	Entfernung des Detektors vom Targetmittelpunkt
$\lambda$	Steigung der Effizienz in Abhängigkeit von der Nachweisschwelle
$\lambda_{abs}$	Freie nukleare Weglänge zwischen zwei inelastischen Kollisionen
$\lambda_{el}$	Freie nukleare Weglänge zwischen zwei elastischen Kollisionen
$\lambda_{tot}$	Freie nukleare Weglänge zwischen zwei elastischen oder inelastischen Kollisionen

---

$m_0$	Ruhemasse
$M_n$	Neutronenmasse: 939,57 MeV/c <sup>2</sup>
$N$	Elektronendichte des Targetmaterials
$N_P$	Neutronenzahl des Projektilkerns
$N_T$	Neutronenzahl des Targetkerns
$N_t$	Teilchendichte des Targetmaterials
$N(\vartheta)$	Anzahl der Fragmente als Funktion des Austrittswinkels aus dem Target
$Q$	Qualitätsfaktor zur Berechnung von Äquivalentdosen
$\bar{Q}$	Mittelwert des Qualitätsfaktors, entspricht $w_R$
$R$	Reichweite von Ionen in Materie in g/cm <sup>2</sup> oder cm
$\sigma$	Breite der Gauss-Verteilung
$\sigma_{abs}$	Absorptionswirkungsquerschnitt
$\sigma_{el}$	Wirkungsquerschnitt für elastische Kernkollisionen
$\sigma_{tot}$	Wirkungsquerschnitt für elastische und inelastische Kernkollisionen
$T$	Nachweisschwelle in MeV <sub>pe</sub>
$t$	Flugzeit
$\vartheta$	Austrittswinkel der Fragmente aus dem Target, gemessen zur Strahlachse
$v_P$	Geschwindigkeit des Projektilkerns im Laborsystem
$w_R$	Strahlungswichtungsfaktor
$w_T$	Gewebewichtungsfaktor
$Y$	Ausbeute von Fragmenten pro Primärion ( <i>Yield</i> )
$Z_P$	Ordnungszahl des Projektilkerns
$Z_T$	Ordnungszahl des Targetkerns
$\Omega$	Raumwinkel

# Literaturverzeichnis

- [Ago03] S. AGOSTEO, G. FEHRENBACHER, M. SILARI: *Attenuation curves in concrete of neutrons from 1 GeV/u C and U ions on a Fe Target*, In Vorbereitung, Nucl. Instr. Methods B (2003)
- [AS74] F. AJZENBERG-SELOVE, T. LAURITSEN: *Energy levels of light nuclei  $A=5-10$* , Nucl. Phys. A **227** (1974) 1–244
- [Aux68] J. AUXIER, W. SNYDER, T. JONES: *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry*, Kap. Neutron interactions and dosimetry (F.H. Attix, 1968), 463–505
- [Bal92] A. BALDWIN, ET AL.: *Inclusive neutron cross sections from Ne-Pb collisions at 790 MeV/nucleon*, Phys. Rev. C **46**(1) (1992) 258–264
- [Bar63] W. BARKAS, N. DYER, H. HECKMAN: *Resolution of the  $\Sigma^-$ -Mass Anomaly*, Phys. Rev. Lett. **11** (1963) 26–28
- [Bar71] M. BARBIER, R. HUNTER: *Systematics of extra-nuclear hadron cascades in shields*, CERN **13** (1971)
- [Ber76] H. BERTINI, R. SANFORO, O. HERMANN: *Calculated nucleon spectra at several angles from 192-, 500-, 700-, and 900-MeV  $^{12}\text{C}$  on  $^{56}\text{Fe}$* , Phys. Rev. C **14**(2) (1976) 590–595
- [Bet30] H. BETHE: *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlung durch Materie*, Ann. Phys. (Leipzig) **5** (1930) 325–400
- [Bla92] T. BLAICH, ET AL.: *A large area detector for high-energy neutrons*, Nucl. Instr. Methods A **314** (1992) 136–154
- [Blo33a] F. BLOCH: *Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen*, Z. Phys. **81** (1933) 363–376
- [Blo33b] F. BLOCH: *Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie*, Ann. Phys. (Leipzig) **15** (1933) 285–321

- [Boh13] N. BOHR: *On the theory of the decrease of velocity of moving electrified particles on passing through matter*, Phil. Mag. **25** (1913) 10–31
- [Boh48] N. BOHR: *The penetration of atomic particles through matter*, Mat. Fys. Medd. K. Dan. Vidensk. Selsk. **18**(8) (1948) 1–144
- [Bou85] C. BOURGEOIS, N. PERRIN: IPNO. DRE. 85-17 Orsay (1985)
- [Bra05] W. BRAGG, R. KLEEMAN: *On the  $\alpha$  particles of radium and their loss of range in passing through various atoms molecules*, Phil. Mag. **10** (1905) 318–340
- [Bri99] G. BRITVICH, ET AL.: *Measurements of thick target neutron yields and shielding studies using beams of  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$  at 155 MeV/nucleon from the K1200 cyclotron at the National Superconducting Cyclotron Laboratory*, Rev. Sci. Instr. **70**(5) (1999) 2314–2324
- [Cec80] R. CECIL, ET AL.: *Neutron angular and energy distribution from 710 MeV alphas stopping in water, carbon, steel and lead and 640 MeV alphas stopping in lead*, Phys. Rev. C **21**(6) (1980) 2471–2484
- [Cec81] R. CECIL, ET AL.: *Inclusive neutron production by 337 MeV/nucleon neon ions on carbon, aluminum, copper and uranium*, Phys. Rev. C **24**(5) (1981) 2013–2029
- [Dan01] V. DANGENDORF, ET AL.: *Proton recoil telescopes for fluence measurement in neutron beams of 20-200 MeV energy*, Nucl. Instr. Methods A **469** (2001) 205–215
- [Eng99] W. ENGHARDT, ET AL.: *The application of PET to quality assurance of heavy-ion tumor therapy*, Strahlenther. Onkol. **175**(2) (1999) 33–36
- [Fer97] A. FERRARI, M. PELLICIONI, M. PILLON: *Fluence to effective dose conversion coefficients for neutrons up to 10 TeV*, Rad. Prot. Dosim. **71**(3) (1997) 165–173
- [Fer98] A. FERRARI, M. PELLICIONI: *Fluence to dose equivalent conversion data and effective quality factors for high energy neutrons*, Rad. Prot. Dosim. **76**(4) (1998) 215–224
- [GM04] K. GUNZERT-MARX, ET AL.: *Response of a  $\text{BaF}_2$  scintillation detector to quasi-monoenergetic fast neutrons in the range of 45 to 198 MeV*, In Vorbereitung, Nucl. Instr. Methods A (2004)
- [Gol78] A. GOLDHABER, H. HECKMAN: *High energy interactions of nuclei*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **28** (1978) 161–205

- [Gol97] M. GOLOVKOV, ET AL.: *Fragmentation of 270 AMeV carbon ions in water*, Adv. in Hadrontherapy (1997) 316–324
- [Gre75] D. GREINER, ET AL.: *Momentum distributions of isotopes produced by fragmentation of relativistic  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$  projectiles*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 152–155
- [Hab93] T. HABERER, ET AL.: *Magnetic scanning system for heavy ion therapy*, Nucl. Instr. Methods A **330** (1993) 296–305
- [Hab94] T. HABERER: *Entwicklung eines magnetischen Strahlführungssystems zur tumorkonformen Strahlentherapie mit schweren geladenen Teilchen*, Dissertation, GSI Report GSI-94-09 (1994)
- [Hei96] L. HEILBRONN: *Neutron yields from interactions of GCR-like beams in stopping targets*, Adv. Space Res. **17**(2) (1996) (2)69–(2)76
- [Hei98] L. HEILBRONN, ET AL.: *Neutron yields from 435 AMeV Nb stopping in Nb and 272 AMeV Nb stopping in Nb and Al*, Phys. Rev. C **58**(6) (1998) 3451–3461
- [Hei99] L. HEILBRONN, ET AL.: *Neutron yields from 155 MeV/nucleon carbon and helium stopping in aluminum*, Nucl. Sci. Eng. **132** (1999)
- [Hig75] V. HIGHLAND: *Some practical remarks on multiple scattering*, Nucl. Instr. Methods **129**(2) (1975) 497–499
- [ICR90] International Commission on Radiation Protection: *1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection* (1990), ICRP 60
- [ICR96] International Commission on Radiological Protection: *Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation* (1996), ICRP 74
- [ICR00] International Commission on Radiation Units and Measurements: *Nuclear data for neutron and proton radiotherapy and for radiation protection* (2000), ICRU63
- [Iwa01a] H. IWASE, ET AL.: *Development of heavy ion transport Monte Carlo Code*, Nucl. Instr. Meth. B **183** (2001) 374–382
- [Iwa01b] Y. IWATA, ET AL.: *Double-differential cross sections for the neutron production from heavy-ion reactions at energies  $E/A=290\text{--}600\text{ MeV}$* , Phys. Rev. C **64** (2001) 054609



- [Iwa02] H. IWASE, K. NIITA, T. NAKAMURA: *Development of a general-purpose particle and heavy-ion transport Monte Carlo code*, J. Nucl. Sci. Technol. **39**(11) (2002) 1142–1151
- [Iwa03] H. IWASE: *Development and experimental evaluation of a general-purpose heavy-ion transport Monte Carlo code*, Dissertation, Tohoku University (2003)
- [Jon01] D. JONES: *Fast neutron therapy; Cures for the incurable*, Bull. Int. Radiat. Phys. Soc. **15**(2) (2001) 6–12
- [Kar75] P. KAROL: *Nucleus-nucleus reaction cross sections at high energies: Soft-spheres model*, Phys. Rev. C **11**(4) (1975) 1203–1209
- [Kli01a] A. KLING, ET AL. (Hg.): *Electron-photon transport in FLUKA: status*, Proceedings of the MonteCarlo 2000 Conference, Lisbon, October 23–26 2000 (Springer-Verlag Berlin, 2001)
- [Kli01b] A. KLING, ET AL. (Hg.): *FLUKA: Status and Prospective for Hadronic Applications*, Proceedings of the MonteCarlo 2000 Conference, Lisbon, October 23–26 2000 (Springer-Verlag Berlin, 2001)
- [Kno89] G. KNOLL: *Radiation detection and measurement*, Kap. 15, Fast neutron detection and spectroscopy, 2. Aufl. (John Wiley & Sons, 1989)
- [Kra87] G. KRAFT: *Radiobiological effects of very heavy ions*, Nucl. Sci. Appl. **3** (1987) 1–28
- [Kra99] G. KRAFT, M. SCHOLZ, U. BECHTOLD: *Tumor therapy and track structure*, Rad. Environ. Biophys. **38** (1999) 229–237
- [Krä94] M. KRÄMER, G. KRAFT: *Calculations of heavy-ion track structure*, Radiat. Envir. Biophys. (1994)
- [Kry94] R. KRYGER, ET AL.: *Efficiency of a BaF<sub>2</sub> scintillator detector for 15–150 MeV neutrons*, Nucl. Instr. Methods A **346** (1994) 544–547
- [Kub89] S. KUBOTA, ET AL.: *Response of BaF<sub>2</sub>, BaF<sub>2</sub>-plastic and BGO scintillators to neutrons with energies between 15 and 45 MeV*, Nucl. Instr. Methods A **285** (1989) 436–440
- [Kur99a] T. KUROSAWA, ET AL.: *Measurements of secondary neutrons produced from thick targets bombarded by high-energy helium and carbon ions*, Nucl. Sci. Eng. **132** (1999) 30–56

- [Kur99b] T. KUROSAWA, ET AL.: *Measurements of secondary neutrons produced from thick targets bombarded by high-energy neon ions*, J. Nucl. Sci. Technol. **36**(1) (1999) 41–53
- [Kur99c] T. KUROSAWA, ET AL.: *Spectral measurements of neutrons, protons, deuterons and tritons produced by 100 MeV/nucleon He ions*, Nucl. Instr. Meth. A **430** (1999) 400–422
- [Kur00] T. KUROSAWA, ET AL.: *Neutron yields from thick C, Al, Cu and Pb targets bombarded by 400 A MeV Ar, Fe, Xe and 800 A MeV Si ions*, Phys. Rev. C **62** (2000) 044615
- [Lav83] M. LAVAL, ET AL.: *Barium-fluoride - inorganic scintillator for subnanosecond timing*, Nucl. Instr. Methods **206** (1983) 169–176
- [Lin63] J. LINDHARD, ET AL.: *Integral equations governing radiation effects*, Mat. Fys. Medd. K. Dan. Vidensk. Selsk. **33**(10) (1963) 1–42
- [Lla84] J. LLACER, C. TOBIAS, W. HOLLEY: *On-line characterization of heavy-ion beams with semiconductor detectors*, Med. Phys. **11**(3) (1984) 266
- [Lla90] J. LLACER, J. SCHMIDT, C. TOBIAS: *Characterization of fragmented heavy-ion beams using a three-stage telescope detector: measurements of 670-MeV/amu  $^{20}\text{Ne}$  beams*, Med. Phys. **17**(2) (1990) 151
- [Mac74] H. MACCABEE, M. RITTER: *Radiation Research* **60** (1974) 409
- [Mad83] R. MADEY, ET AL.: *Total inclusive neutron cross sections and multiplicities in nucleus-nucleus collisions at intermediate energies*, Phys. Rev. C **28**(2) (1983) 706–709
- [Mad85] R. MADEY, ET AL.: *Inclusive neutron spectra at  $0^\circ$  from the reactions  $\text{Pb}(\text{Ne}, n)\text{X}$  and  $\text{NaF}(\text{Ne}, n)\text{X}$  at 390 and 790 MeV per nucleon*, Phys. Rev. Lett. **55**(14) (1985) 1453–1456
- [Maj92] S. MAJEWSKI, C. ZORN: *Fast scintillators for high radiation levels*, in *Instrumentation in high energy physics* (herausgegeben von F. SAULI) (World Scientific, 1992), 157–217
- [Mat89] T. MATULEWICZ, ET AL.: *Response of  $\text{BaF}_2$ ,  $\text{CsI}(\text{Tl})$  and Pb-glass detectors to neutrons below 22 MeV*, Nucl. Instr. Methods A **274** (1989) 501–506
- [Mat93] T. MATULEWICZ: *Quenching of scintillation in  $\text{BaF}_2$  for light charged particles*, Nucl. Instr. Methods A **325** (1993) 365–366

- [Mol48] G. MOLIERÉ: *Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen, Mehrfach und Vielfachstreuung*, Z. Naturforschung **3**(a) (1948) 78–97
- [Nak01] N. NAKAO, ET AL.: *Absolute measurements of the response function of an NE213 organic liquid scintillator for the neutron energy range up to 206 MeV*, Nucl. Instr. Methods A **463** (2001) 275–287
- [Nol02] R. NOLTE, ET AL.: *High-energy neutron fields for the calibration of detectors used in neutron spectrometry*, Nucl. Instr. Methods A **476** (2002) 369–373
- [Popa] K. POPPENSIEKER: *CAMAC module energy-focus-intensity CMEFI*, GSI Darmstadt, design and Engineering
- [Popb] K. POPPENSIEKER: *Memory control and routing unit MR2000 and 2-dimensional adapter TDA2000*, GSI Darmstadt, design and Engineering
- [Sat01] H. SATO, ET AL.: *Measurements of double differential neutron production cross sections by 135 MeV/nucleon He, C, Ne, and 95 MeV/nucleon Ar ions*, Phys. Rev. C **64** (2001) 034607
- [Sch66] H. SCHIOTT: *Range-energy relations for low-energy ions*, Mat. Fys. Medd. K. Dan. Vidensk. Selsk. **35**(9) (1966) 1–19
- [Sch71] W. SCHIMMERLING, K. VOSBURGH, P. TODD: Science **174** (1971) 1123
- [Sch73] W. SCHIMMERLING, ET AL.: *Neutron nucleus total and inelastic cross sections: 900 to 2600 MeV/c*, Phys. Rev. C **7**(1) (1973) 248–264
- [Sch89] W. SCHIMMERLING, ET AL.: *The fragmentation of 670 A MeV neon-20 as a function of depth in water. Experiment.*, Radiat. Res. **120**(1) (1989) 36
- [Sch91] T. SCHWAB: *Transport von Schwerionen durch Materie innerhalb ionenoptischer Systeme*, Dissertation, Universität Gießen (1991)
- [Sch94] C. SCHEIDENBERGER: *Untersuchung der Abbremsung relativistischer Schwerionen in Materie im Energiebereich (100–1000) MeV/u*, Dissertation Universität Gießen, FB Physik (1994)
- [Sch96a] I. SCHALL, ET AL.: *Charge-changing nuclear reactions of relativistic light-ion beams ( $5 \leq Z \leq 10$ ) passing through thick absorbers*, Nucl. Instr. Methods B **117**(3) (1996) 221–234
- [Sch96b] D. SCHARDT, ET AL.: *Nuclear fragmentation of high-energy heavy-ion beams in water*, Adv. Space Res. **17**(2) (1996) (2)87–(2)94

- [Sch99] H. SCHUHMACHER, ET AL.: *Quasi-monoenergetic neutron beams with energies from 25 to 70 MeV*, Nucl. Instr. Methods A **421** (1999) 284–295
- [Sch03] H. SCHUHMACHER: private communication (2003)
- [Ser47] R. SERBER: *Nuclear reactions at high energies*, Phys. Rev. **72**(11) (1947) 1114–1115
- [Sha90] M. SHAVERS, ET AL.: *The fragmentation of 670 A MeV neon-20 as a function of depth in water. One-generation transport theory.*, Radiat. Res. **124**(2) (1990) 117–130
- [Sha93] M. SHAVERS, ET AL.: *The fragmentation of 670 A MeV neon-20 as a function of depth in water. Analytical multigeneration transport theory.*, Radiat Res. **136**(1) (1993) 1–14
- [Sih98] L. SIHVER, D. SCHARDT, T. KANAI: *Depth-dose distributions of high-energy carbon, oxygen and neon beams in water*, Jpn. J. Med. Phys. **18**(1) (1998) 1–21
- [Sis03] J. SISTERSON: *A newsletter for those interested in proton, light ion and heavy charged particle radiotherapy*, Particles **32** (2003) 18
- [Sob03] N. SOBOLEVSKY: *Differential neutron yield from extended iron target of size 10x10x20 cm irradiated by  $^{238}\text{U}$  beam with energy 1 A GeV* (2003), vortrag an der GSI
- [Ste84] R. STERNHEIMER, M. BERGER, S. SELTZER: *Density effect for the ionization loss of charged particles in various substances*, At. Data Nucl. Data Tab. **30** (1984) 261–271
- [Tri97a] R. TRIPATHI, F. CUCINOTTA, J. WILSON: *Universal parametrization of absorption cross sections*, NASA Technical Paper **3621** (1997)
- [Tri97b] R. TRIPATHI, J. WILSON, F. CUCINOTTA: *New parametrization of neutron absorption cross sections*, NASA Technical Paper **3656** (1997)
- [Wag97] V. WAGNER, ET AL.: *Detection of relativistic neutrons by  $\text{BaF}_2$  scintillators*, Nucl. Instr. Methods A **394** (1997) 332–340
- [Web90a] W. WEBBER, J. KISH, D. SCHRIER: *Individual charge changing cross sections of relativistic nuclei in hydrogen, helium and carbon targets*, Phys. Rev. C **41**(2) (1990) 533–546

- [Web90b] W. WEBBER, J. KISH, D. SCHRIER: *Individual isotopic fragmentation cross sections of relativistic nuclei in hydrogen, helium and carbon targets*, Phys. Rev. C **41**(2) (1990) 547–565
- [Web90c] W. WEBBER, J. KISH, D. SCHRIER: *Total charge and mass changing cross sections of relativistic nuclei in hydrogen, helium, and carbon targets*, Phys. Rev. C **41**(2) (1990) 520–532
- [Wei01] H. WEICK: *Einfluß der Umladung beim Abbremsen von Schwerionen im Energiebereich (100–1000) MeV/u*, Dissertation Universität Gießen, FB Physik (2001)
- [Wil46] R. WILSON: *Radiological use of fast protons*, Radiology **47** (1946) 487–491
- [Wil91] J. WILSON, ET AL.: *Transport methods and interactions for space radiations*, NASA Ref. Pub. **1257** (1991)
- [Wis84] K. WISSHAK, F. KÄPPELER: *Large barium fluoride detectors*, Nucl. Instr. Methods **227** (1984) 91–96
- [Wq89] S. WEN-QING, ET AL.: *Total reaction cross section for heavy-ion collisions and its relation to the neutron excess degree of freedom*, Nucl. Phys. A **491**(1) (1989) 130

# Danksagung

Herrn Prof. Dr. Gerhard Kraft danke ich für die herzliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe. Er förderte mich durch sein ständiges Interesse, motivierte und unterstützte mich selbst dabei, Strahlzeiten in Belgien und Südafrika in Angriff zu nehmen. Er war mir ein wahrer Doktorvater!

Herrn Prof. Dr. D. H. H. Hoffmann danke ich für sein förderndes Interesse und die Bereitschaft, das Korreferat zu übernehmen.

Herzlich danke ich Herrn Dr. Dieter Schardt für die vorbildliche Betreuung meiner Promotion. Er hatte immer ein offenes Ohr, stand mir verlässlich zur Seite und lehrte mich wissenschaftlich zu arbeiten. Mit ihm machten Strahlzeiten auch dann noch Spaß, wenn man um 5 Uhr morgens die übelsten Probleme lösen mußte.

Herrn Dr. R. Simon danke ich für die vielen fruchtbaren Diskussionen, die Anregungen und dafür, daß mir auf seine Veranlassung hin der BaF<sub>2</sub>- und der Veto-Szintillator zur Verfügung gestellt wurden.

Besonders danke ich den Herren Dres. Ralf Nolte und Volker Dangendorf von der PTB Braunschweig. Sie ermöglichten, meine Detektoren am UCL und an den iThemba LABS zu kalibrieren, beantworteten mir unzählige Fragen zum Nachweis von Neutronen und ließen mich an allen Unternehmungen teilhaben.

Den Herren Dres. G. Fehrenbacher, Frank Guthermut und Torsten Radon danke ich für die Organisation der Strahlzeit in Cave B, ihre Unterstützung während der Messungen — die die Nächte viel kürzer erscheinen ließ — und ihre Bereitschaft, FLUKA-Simulationen durchzuführen.

Ein großes Dankeschön gilt auch den Herren Dres. Hiroshi Iwase und N. Sobolevsky. Sie simulierten meine Messungen mit dem PHITS- und SHIELD-Code und halfen mir, die Ergebnisse besser zu verstehen.

Danken möchte ich auch Frau Andrea Ruf, die meine Messungen mit ihrer Diplomarbeit untermauerte, und meinen Schülerpraktikanten und Sommerstudenten, insbesondere Anna-Maria und Agnieszka.

Für die gute Arbeitsatmosphäre und die allseitigen Hilfe danke ich den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Biophysik, allen Anhängern der legendären „Teerunde“ und Rettern meines Computers — und damit meiner guten Laune! Vor allem danke ich Sven, meinem wandelnden LaTeX-Lexikon, Christoph, Petra, Marcus, Iko, Angela und Stephi — von Euch allen habe ich viel gelernt und es war wunderschön, mit Euch zusammen zu arbeiten!

Von ganzem Herzen danke ich meinem Ehemann Jochen für sein Interesse an meiner Arbeit, seine Motivation, die zahlreichen Diskussionen und die kritische Durchsicht meines Manuskripts, die ihn viele Wochenenden beschäftigte.

Mein ganz besonderer Dank gilt an dieser Stelle auch meinen Eltern und meinem Bruder Urs, die mir immer liebevoll zur Seite standen und für mich da waren — vor allem dann, wenn ich gar kein Licht mehr am Ende des Tunnels sah.

